25.10.1991

DENEYİN ADI: Yarı iletkenler Elektroniği

DENEYİN AMACI: Yarı iletkenlerin özelliklerini öğrenmek;
Silisyum ve Germanyum yariletkenlerinin akım-gerilim grafiklerini incelemek,
Varaktor diyodun özelliklerini incelemek
Rezonans durumu yardımıyla varaktor diyodun sığasını hesaplamak.

KURAMSAL BİLGİ: Yarı iletkenlerin özelliklerini incelemeden önce band teorisi yardımıyla iletkenliğin nasıl gerçekleştiğini öğrenelim. Elimizde N adet yüksek sayıda aynı tip atom olsun ve bunların birbirinden uzaklığı etkileşim gerçekleşmeyecek boyutta olsun. Bu durumda her atom aynı enerji seviye diyagramına sahip olur. Bütün sistemin enerji seviyesini bir diyagramla gösterebiliriz. Atomları birbirlerine yaklaştırdığımızı düşünelim. Bu durumdan doğacak etkileşim nedeniyle valans e^-'larının yapısı değişir. Enerji seviyeleride şu veya bu şekilde aşağı veya yukarı kayar. Bu nedenle kesikli enerji seviyeleri band durumuna geçer. Bunların arasında unutulmuş bilgeler vardır.

İletken ve yarı iletkenlerde valans e^-'ları en yüksek uygun bandı doldururlar. Daha sonraki yüksek enerji bandı iletkenlik bandıdır. Yalıtkanlarda bu band arasındaki enerji farkı çok yüksek olduğundan ve valans bandından e^-'lar tamamen doldurulduğundan e^-'lar hareket edemez. (Ancak bir kaç e^- bu bandı ulaşabilir. Bu nedenle evrende tam yalıtkan madde yoktur). İletkenlerde ise valans bandı e^-'larca tam olarak doldurulmamıştır. Bu yüzden e^-'lar hareket serbestisine sahiptirler. Bunda iletkenliği sağlar. Yarı iletkenlerde ise valans bandı tamamen dolu olmasına rağmen bu bandla iletkenlik bandı arasındaki enerji farkı çok küçüktür. Bu nedenle sıcaklık artışıyla birlikte e^-'lar kolaylıkla iletkenlik bandına geçerek iletken duruma gelirler.

a) _____ iletkenlik bandı.

b) _____ iletkenlik bandı

c) _____ iletkenlik bandı

a) İletkenler
b) Yalıtkanlar
c) Yarı iletkenler

En tanınmış yarı iletkenler Ge ve Si'dur. En dış kabuklarında 4'er e^-'ları vardır. Her atom tetradedronun merkezinde bulunur ve köşelerdeki atomlarla kovalent bağ yapar. Bununla beraber sıcaklık artışıyla valans e^-'ları bağları kırılarak e^-'lar serbest duruma geçer. Sıcaklıkta beraber kopan bağ sayısı artar.

Bu bağ koptuktan sonra e^-'un bıraktığı yerde bir hall oluşur ve buraya başka bir e^- düşer. Bu böylece devam eder. Bu hall'ler (+) yük gibi davranır. Bu iletkenliğe gerçek (instrinsic) iletkenlik denir.

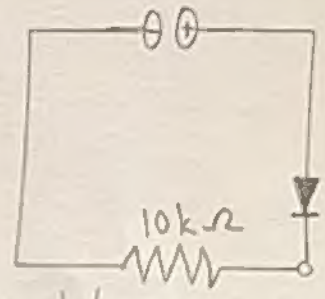
Örnek olarak Ge'a bir miktar As katttığımızı varsayalım. As'ın sahip olduğu 5 e^-'dan 4'ü Ge atomlarıyla kovalent bağ yaparken 5.'si çok zayıf bir bağ enerjisine sahip olacaktır. (0,01 eV) Bu enerji sağlandığından bu e^- koparak serbest duruma gelecek ve iletkenliği sağlayacaktır. e^- hareketiyle oluşan bu tip iletkenliğe n-tipi iletkenlik denir. Eğer 3 valans e^-'u olan Ga'u Ge'a katarsak Ga 4 bağ yapmak isteyecek bu nedenle Ge'dan 1 e^- alarak bağını kuracaktır. Böylece oluşan boşluğa başka bir e^- gelecek ve ilerleyen bu boşluklarla iletkenlik sağlanacaktır. Bu tip iletkenliğe p-tipi iletkenlik denir.

Eğer p ve n tipi iletkenleri bir araya getirirsek ilk anda p'den n'e e^- ve n'den p'ye hall sızması olacak ve yeniden birleşecekler dir. Ama hemen sonrasında daha fazla sızmayı önleyen bir Elektrik Alan oluşacaktır.

Bir p-n eklemi dış bir devreye bağlanır ve p'den n'e doğru bir Elektrik Alan uygulanırsa p'deki haller n'e, n'deki e^-'lar p'ye kayarak iletkenliği sağlayacaklardır. Eğer ters yönde bir $\vec{E}$ alanı oluşturursak bu durumda yalnızca sıcaklıkla üreyen taşıyıcılardan ileri gelen zayıf bir akım elde edilecektir. Bu tip p-n eklemleri diyot adını alırlar ve bir yönde uygulanan gerilimi yüksek direnç göstermelerken diğer yönde çok az direnç gösterirler.

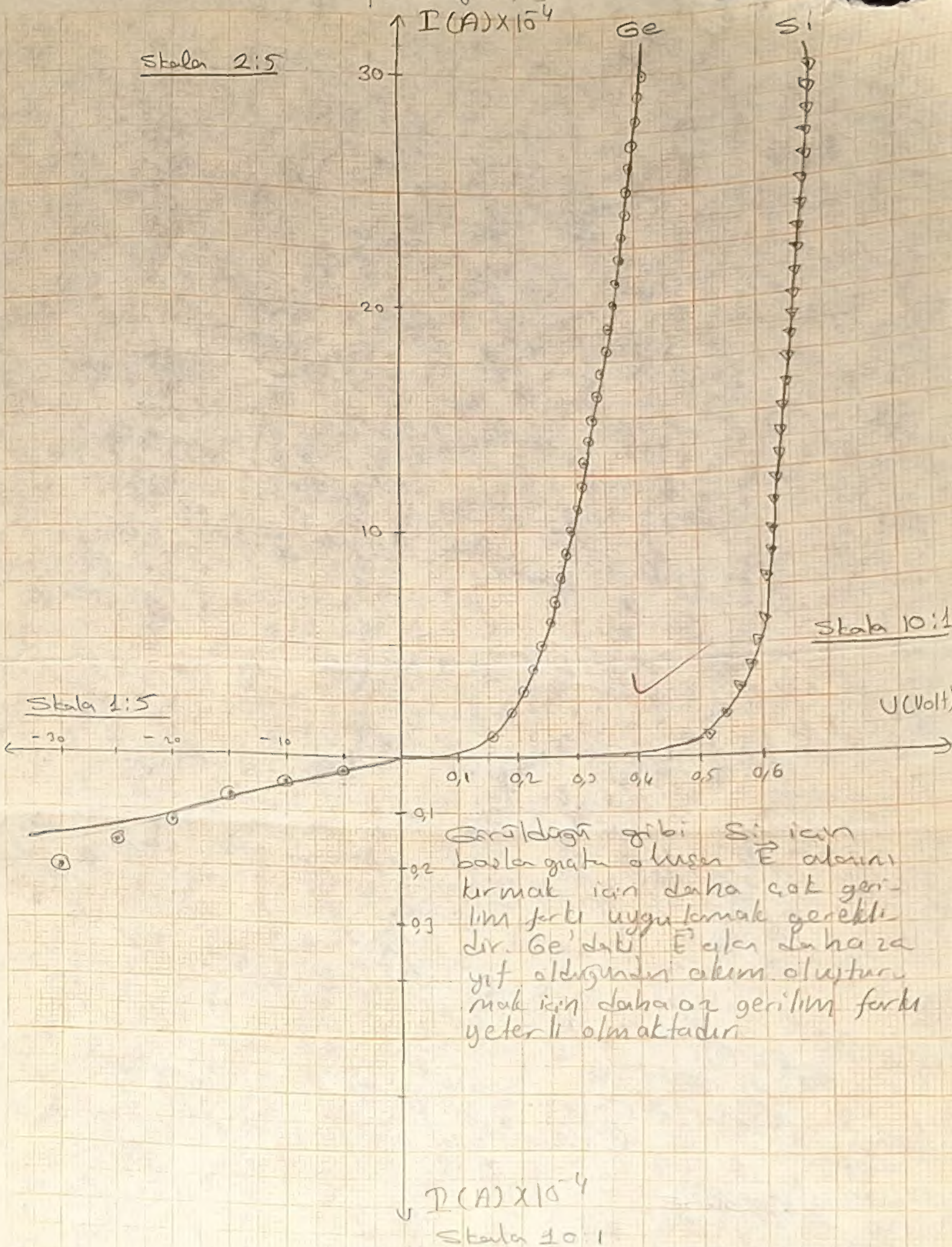
DENEYİN YAPILIŞI:

I. BÖLÜM: Bu bölümde yandaki devreyi kurup Ge ve Si diyotları için ayrı ayrı önce ileri daha sonra ters denette V_R ve V_D değerlerini gözlemledik. (Si ters denette kullanılmadı.)

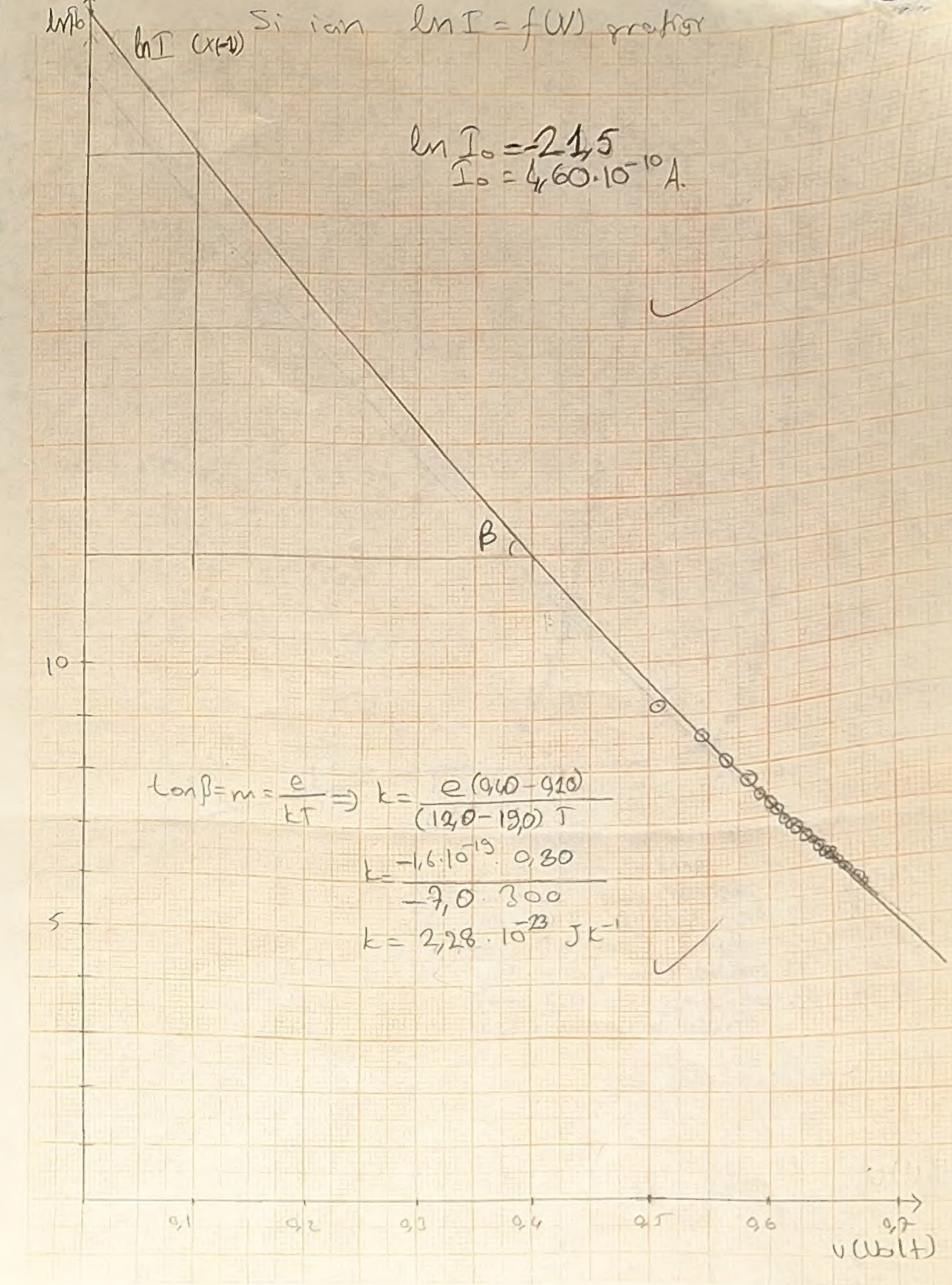


Buradan I'ları hesaplayarak $I = I_0(e^{eV/kT} - 1)$ denklemine uygun I-V grafiklerini Ge ve Si için çizdik.

Si ve Ge için $I = f(V)$ grafiği



Görüldüğü gibi Si için bazlar grafik oluşan E alanını kırmak için daha çok gerilim farkı uygulamak gerekli dir. Ge'daki E alanı daha zayıf olduğundan akım oluşturmak için daha az gerilim farkı yeterli olmaktadır.



Si on trace $\ln I = f(V)$

$\ln I_0 = -21,5$

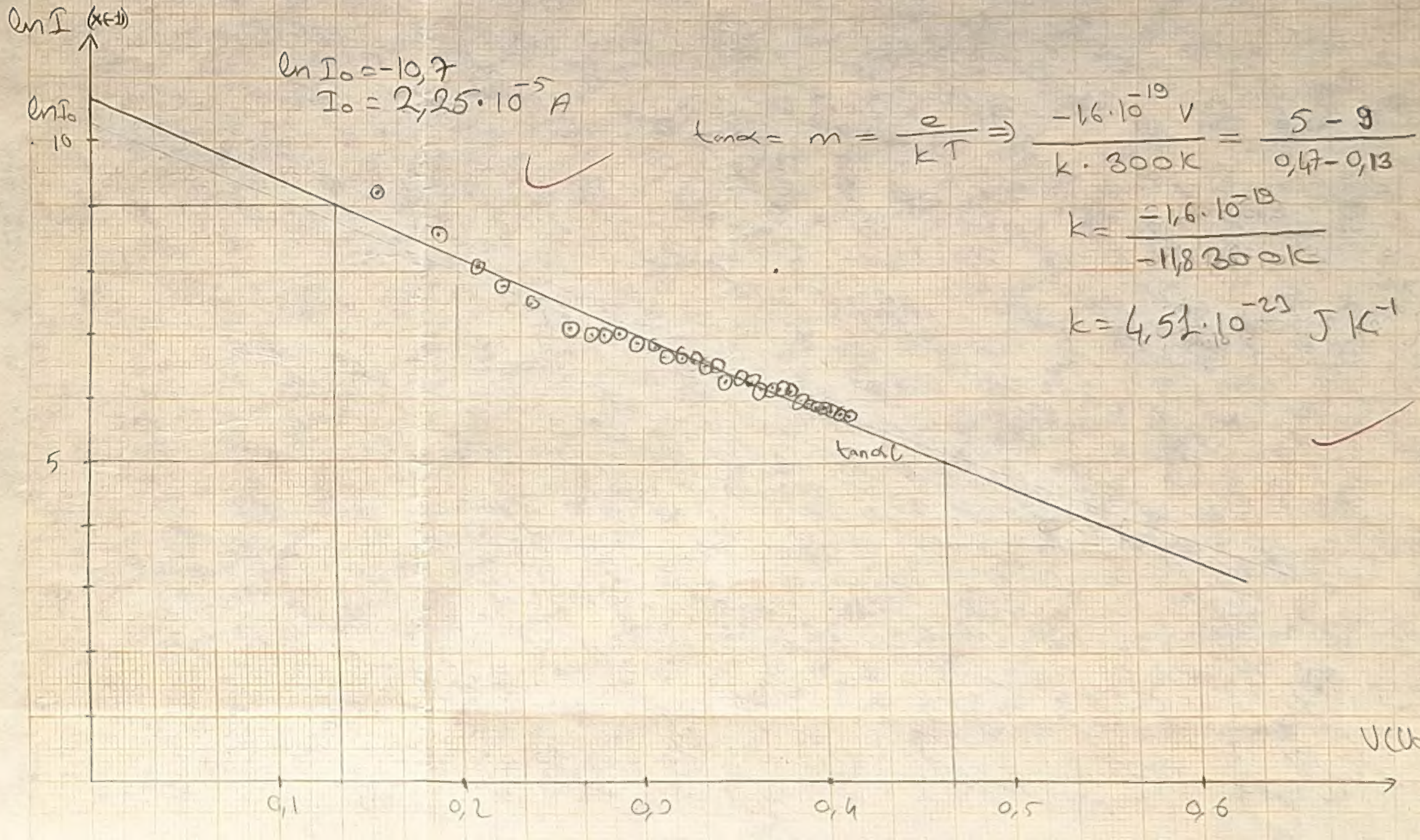
$I_0 = 4,60 \cdot 10^{-10}$ A.

$\tan\beta = m = \frac{e}{kT} \Rightarrow k = \frac{e(9,40 - 9,10)}{(12,0 - 19,0)\,T}$

$k = \frac{-1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,30}{-7,0 \cdot 300}$

$k = 2,28 \cdot 10^{-23}\ J\,K^{-1}$

Ge ican $\ln I = f(V)$ grafiği



$\ln I_0 = -10,7$

$I_0 = 2,25 \cdot 10^{-5} A$

$\tan\alpha = n = \frac{e}{kT} \Rightarrow \frac{-1,6 \cdot 10^{-19} V}{k \cdot 300K} = \frac{5 - 9}{0,47 - 0,13}$

$k = \frac{-1,6 \cdot 10^{-19}}{-11,8\ 300K}$

$k = 4,51 \cdot 10^{-23}\ J K^{-1}$

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ

V_R (Volt)	V_{Ge} (Volt)	I (A) $\times 10^{-4}$	ln I
1	0,157	1	−9,21
2	0,190	2	−8,52
3	0,210	3	−8,11
4	0,224	4	−7,82
5	0,242	5	−7,60
6	0,253	6	−7,42
7	0,265	7	−7,26
8	0,277	8	−7,13
9	0,286	9	−7,01
10	0,296	10	−6,91
11	0,304	11	−6,81
12	0,311	12	−6,73
13	0,319	13	−6,65
14	0,326	14	−6,57
15	0,330	15	−6,50
16	0,340	16	−6,44
17	0,345	17	−6,38
18	0,353	18	−6,32
19	0,358	19	−6,27
20	0,365	20	−6,21
21	0,370	21	−6,17
22	0,375	22	−6,12
23	0,380	23	−6,07
24	0,386	24	−6,03
25	0,390	25	−5,99
26	0,395	26	−5,95
27	0,400	27	−5,91
28	0,405	28	−5,88
29	0,410	29	−5,84
30	0,415	30	−5,80

V_R (Volt)	V_{Si} (Volt	I (A) $\times 10^{-4}$	ln I
1,0	0,513	1	−9,21
1,9	0,546	1,9	−8,57
3,2	0,564	3,2	−8,05
4,4	0,581	4,4	−7,73
5,7	0,592	5,7	−7,47
6,7	0,601	6,7	−7,31
8,0	0,608	8,0	−7,13
9,2	0,613	9,2	−6,99
10,4	0,618	10,4	−6,87
11,9	0,625	11,9	−6,73
12,9	0,630	12,3	−6,65
14,2	0,633	14,2	−6,56
15,4	0,637	15,4	−6,48
16,8	0,642	16,8	−6,39
17,9	0,645	17,9	−6,33
19,2	0,648	19,2	−6,26
20,3	0,651	20,3	−6,20
21,6	0,654	21,6	−6,14
22,8	0,657	22,8	−6,08
23,9	0,659	23,9	−6,04
25,1	0,661	25,1	−5,99
26,3	0,664	26,3	−5,94
27,6	0,666	27,6	−5,89
28,8	0,668	28,8	−5,85
29,9	0,690	29,9	−5,81

ileri denetle Ge ve Si için alınan değerler.

İlk olarak direnç üzerinde aldığımız U değerlerinden yararlanarak $U = IR$ eşitliğinden I (akım) değerlerini elde ettik. Daha sonra bunları grafiğe geçirdik; $I = f(V)$ grafiği.

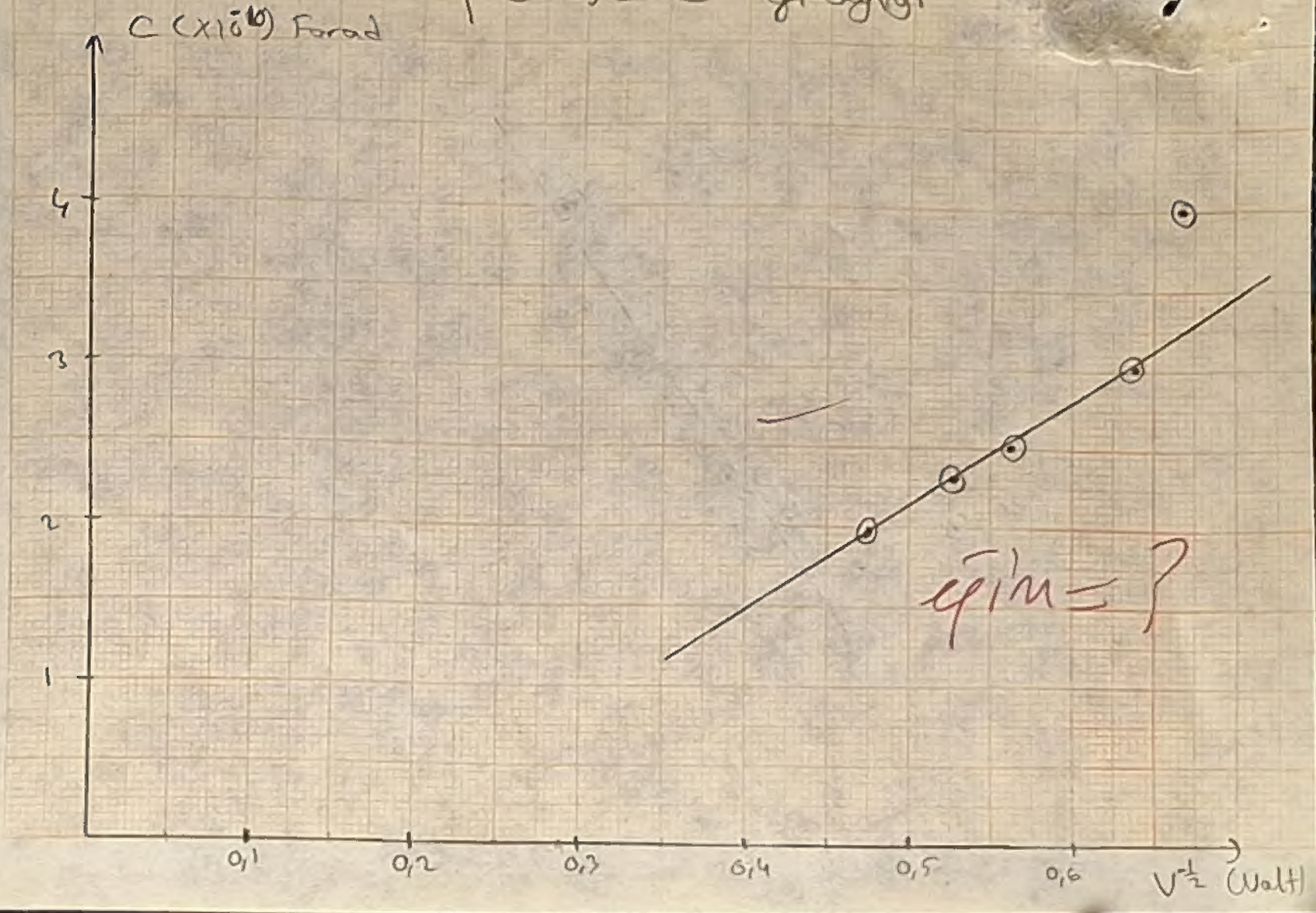
Daha sonra ters denetle Ge için I için V'ye karşı I değerlerini grafiğe geçirdik.

3. bir grafik olarakta Ge ve Si için $\ln I = f(V)$ grafiğini çizdik. Gerçekte istenen $\ln(I + I_0)$ olmasına karşın I_0 ihmal edilebilecek ölçüde küçük olması nedeniyle hesaplamaya katılmadı.

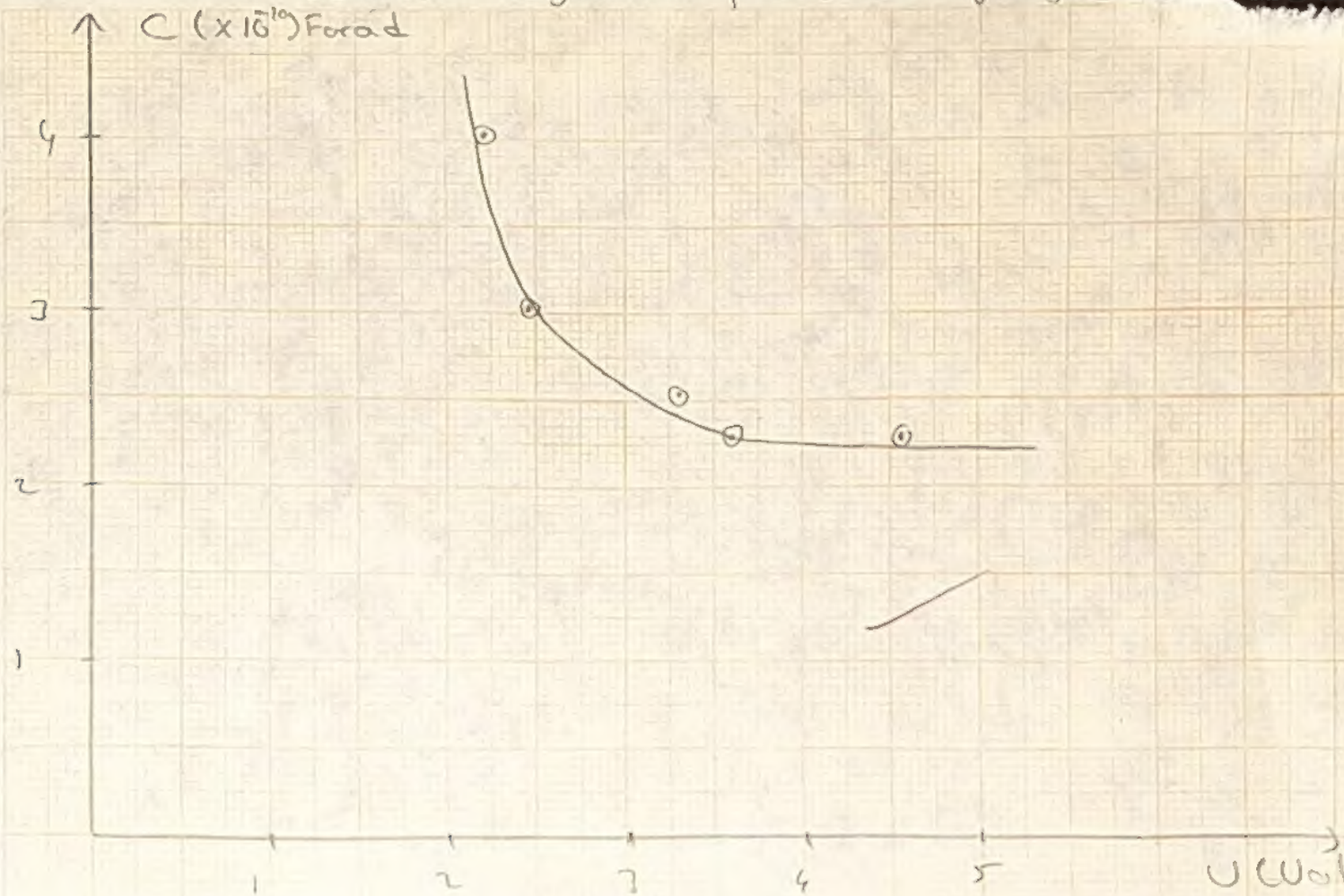
V_R (Volt)	V_{Ge} (Volt)	I (A) $\times 10^{-4}$
0,025	5,0	0,025
0,047	10,0	0,047
0,079	15,0	0,079
0,127	20,0	0,127
0,179	25,0	0,179
0,233	30,0	0,233

Ters denenetle elde edilen veriler.

$f(V^{-\frac{1}{2}}) = C$ grafiği



Varaktör diyotta $f(U) = C$ grafiği



$\ln I = f(V)$ grafiklerinde doğrunun $\ln I$ eksenini kestiği noktada $\ln I_0$ değerini verir. Doğrunun eğiminden faydalanarak k Boltzmann sabitini bulabiliriz

Si için: $m = \frac{e}{kT} \Rightarrow k = \frac{em^{-1}}{T}$

$k = \frac{-1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,70}{-7,0 \cdot 300}$

$k = 2,28 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$

Ge için: $m = \frac{e}{kT} \Rightarrow k = \frac{em^{-1}}{T}$

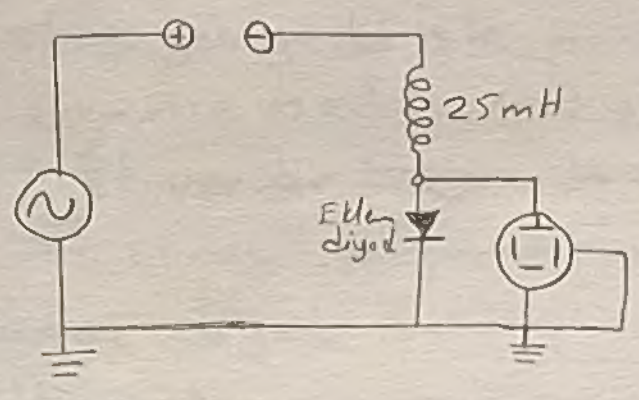
$k = \frac{-1,6 \cdot 10^{-19}}{-11,8 \cdot 300}$

$k = 4,51 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$

Doğruların $\ln I$ eksenini kestikleri $\ln I_0$ değerleri grafik üzerindedir.

I. BÖLÜM: VARAKTOR DİYOD

Bu bölümde verilen varaktor diyodun sığasını bir LC rezonans devresinin parçası haline sokarak ve rezonans frekansını ölçerek gözledik. Bunun için aşağıdaki devreyi kurduk.



Devreyi belirli dönet gerilimleri için rezonans durumuna getirerek frekansları ölçtük.

VERİLER VE VERİLERİN GÖZÜMLENMESİ:

Belirli gerilimlerde devreyi rezonans konumuna getirerek şu sonuçları aldık

f (Hz)	V (Volt)
$0,050 \cdot 10^6$	2,21
$0,058\ 10^6$	2,67
$0,063\ 10^6$	3,16
$0,065\ 10^6$	3,56
$0,067\ 10^6$	4,56

$\sqrt{V_1^{-1}} = 0,67\ V$ $\sqrt{V_2^{-1}} = 0,47 V$
$\sqrt{V_3^{-1}} = 0,64\ V$
$\sqrt{V_4^{-1}} = 0,55 V$
$\sqrt{V_5^{-1}} = 0,53\ V$

$$f = \frac{1}{2\pi (LC)^{\frac{1}{2}}}$$

$10^6 \cdot 0,050 = \frac{1}{2\pi (25 \cdot 10^{-3} \cdot C)^{\frac{1}{2}}} \Rightarrow C_1 = 4,05 \cdot 10^{-10} F$

$C_2 = (0,058 \cdot 10^6 \cdot 2\pi (25 \cdot 10^{-3})^{\frac{1}{2}})^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow C_2 = 3,01 \cdot 10^{-10} F$

$C_3 = (0,063 \cdot 10^6 \cdot 2\pi (25 \cdot 10^{-3})^{+\frac{1}{2}})^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow C_3 = 2,55 \cdot 10^{-10} F$

$C_4 = (0,065 \cdot 10^6 \cdot 2\pi (25 \cdot 10^{-3})^{+\frac{1}{2}})^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow C_4 = 2,40 \cdot 10^{-10} F$

$C_5 = (0,067 \cdot 10^6 \cdot 2\pi (25 \cdot 10^{-3})^{+\frac{1}{2}})^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow C_5 = 2,26 \cdot 10^{-10} F$

Bu değerlerle $C = f(V)$ ve $C = f(V^{-\frac{1}{2}})$ grafiklerini çizelim.

SONUÇ VE YORUM:

Deneyin ilk kısmında kullandığımız Ge ve Si yarı iletkenlerinin $\ln I = f(V)$ grafiklerinden elde ettiğimiz k sabitleri literatürdeki sabitten Si için bağıl olarak %65 ve Ge için %227 hata çıktı. Biz bu tip iletkenlerde iletkenliğin sıcaklıkla önemli şekilde değiştiğini biliyoruz. Çalıştığımız ortam sıcaklığı gerçekte kabul edilen 300°k derece olmayabilirdi. Bu nedenle oluşan hataların nedenlerinden biri ve en önemlisi bu olabilir. Ayrıca kullanılan aletlerden kaynaklanan hatalar-

la dikkate alınabilir.
Çizilen ilk grafikte ise yarı iletkenlerin oluşturduğu elektrik alanları kırmak için Ge'de daha az bir potansiyel fark uygulamanın yeterli olduğu gördük. Bu Ge'de oluşan $\vec{E}$'alanın Si'dekinden daha az olduğunu gösterir. Tüm beş örnekte elde edilen I_o(Ge için) ise Si'dekinden oldukça büyüktür. (Mutlak değer olarak)
Varaktor diyod devresinde sığanın V'nin ikinin tersi ile doğru orantılı √V'nin karesiyle ters orantılıdır.

CEVAPLAR

① Kuramsal bilgide vermiş olduğum Ge'a Ga katılmasıyla oluşan p tipi yarı iletkenliği ele alalım. Bu işlemde Ga 1 $\bar{e}$'u Ge'den alarak (−) yüklü iyon haline geçiyordu işte p bölgesine sızan $\bar{e}$'ların hemen deliklerle birleşmeme nedeni (−) yüklü Ga atomları tarafından itilmeleridir.
② Evet, vardır. Eğer bu sınırı aşarsak saflaştırıcı olarak katttığımız elementlerin yapımı olduğu bağlar kırılacak ve madde diyod özelliğini kaybederek her iki yönde de akımı iletecektir.
③ Uygulanan gerilimin artmasıyla beraber kaybedilen güçte artar. ($P = IU$) Görüldüğü gibi genel formülden U'nun artışıyla P artmaktadır. Böylece bu karşıtlık olarak ağırga çıkar.
④ Yarı iletken diyodlar lambalı diyodlardan çok daha küçük olmaları nedeniyle her türlü elektronik devrelerinde kullanılabilir.
⑤ Taşıya bile ağırdan fazla yüklenerek yanar. Çalışmazdı. Bu durumda bir kondansatör olarak kullanılamazdı. Çünkü ortada yük birikimi olmaz. Hall ve $\bar{e}$'ler karşılıklı olarak yer değiştirirlerdi.
⑥ $I = I_o(e^{eU/kT} - 1)$ denkleminden de görüldüğü gibi sıcaklık artışı I akım değerini düşürmekte yani diyod etkinliğini azaltmaktadır. Ayrıca diyodun intrinsic iletkenliğini arttırarak $\bar{e}$ ve deliklerin üremesine neden olarak saflaştırıcı olarak katılan maddenin oluşturduğu delik ve $\bar{e}$'larla birleşmektedirler.
⑦ Bunlar değişken kondansatör olarak kullanıldıklarından, birden çok plaka kondansatörün kullanıldığı devrelerde kullanılabilirler. Örneğin radyo ve TV'lerde istasyon ayarında.

Kaynakça: ① University Physics (Sears, Zemansky, Young) ② Fundamentals of Physics (Halliday - Resnick) ③ Malzeme Bilimine Giriş (L.H.U. Ulack)

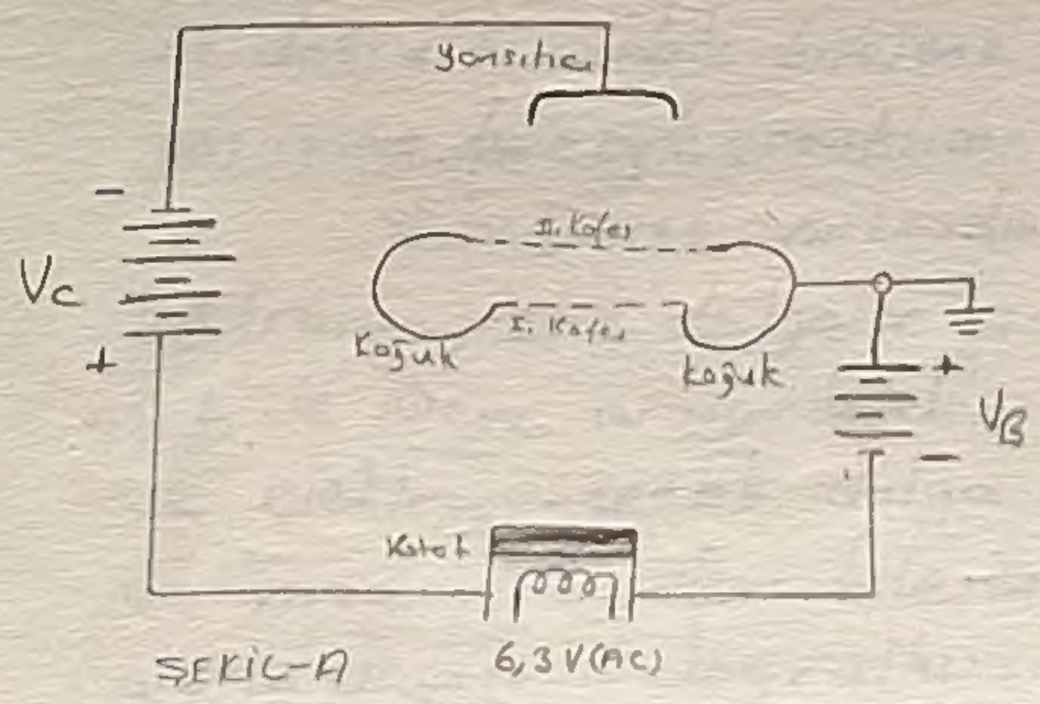
90/100 1.11.1991

DENEYİN ADI: Mikrodalga Üretimi ve Yansıma (MO-I)

DENEYİN AMACI: Klystronun işleyişi hakkında bilgi edinmek;
Mikrodalgaların polarize olup olmadığını araştırmak;
Mikrodalgalarla duran dalga oluşturup klystronun frekansını buradan bulmayı öğrenmek;
Kutuplanma yüzeyinin değiştirilebilirliğini incelemek.

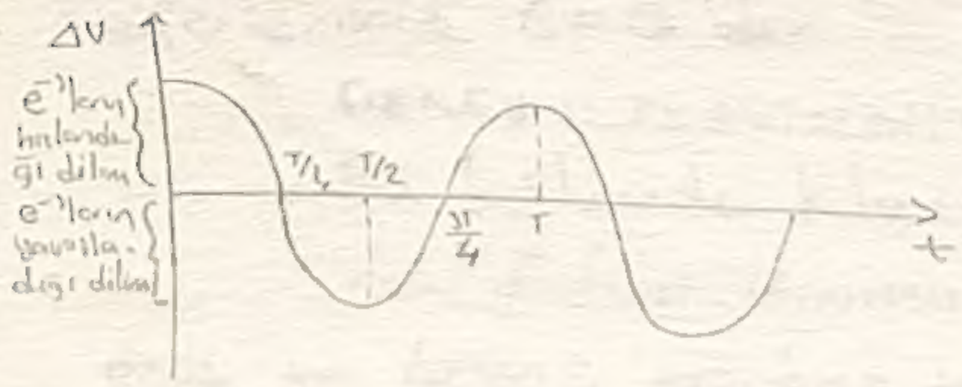
ARAÇLAR: Çeşitli değerlerde güç çıkışı olan ayarlanabilir güç kaynağı, dedektör, voltmetre, güç kazanç aracı, klystron.

KURAMSAL BİLGİ: Mikrodalgaları incelemeden önce klystronu ve işleyişini tanıyalım. Bu devrenin yapısı şekil-A'daki gibidir.



ŞEKİL-A

Buradaki kafesler LC devresindeki kondansatörün görevini görürken, koğuklarda tek sarımlı indüktans gibi görev görür. Çalışır haldeyken yük dış yüzeyden geçerek ileri geri hareket ederler. Kafesler arasından bir $\vec{E}$ alan ve koğuklarda da bir $\vec{B}$ alan oluşur. Yük sinüssel olarak salındığından bunlarda sinüssel olarak salınır. Katottan hızlanarak çıkan e^-lar 1. kafese geldiklerinde $\frac{1}{2}mv_0^2 = eV_B$ kinetik enerjisine sahip olurlar. Bunlar kafese girdikleri zaman bu alanda aradaki fark farkına göre yavaşlar veya hızlanır ($\vec{E}$ alanın yönüne göre). Hızlanan e^-lar kafesleri aşarak yansıtıcıya yönelir ve yakınından dönerler. Çünkü yansıtıcı (-) kutupludur. Yavaşlayan e^-'lar ise daha geriden dönerler, hatta bir kısmı kafes içinde kalır. Hızları yavaşlayan ve hızlanan e^-'ların $\Delta V = f(t)$ grafiği ve hız değerleri şekil-B'de verilmiştir.



$\Delta V = V_0 \cos \omega t$

$e\Delta V = \frac{1}{2}\Delta(mv^2) = mv_0\Delta v$

$V = V_0 + \Delta V = V_0 + \frac{e}{mv_0}\Delta V$

Demet kafesten geçtikten sonra yansıtıcıdaki (-) potansiyel durdurulur. Geri çevrilir. Bu durumda biriktirdiği demet atmalarla ve salınımla aynı frekanslı olarak levhaya döner. Eğer V_c uygun ayarlanırsa atmalar öyle bir anda dönerler ki levhalar arasındaki alan tarafından yavaşlatılır ve e^-'lar.

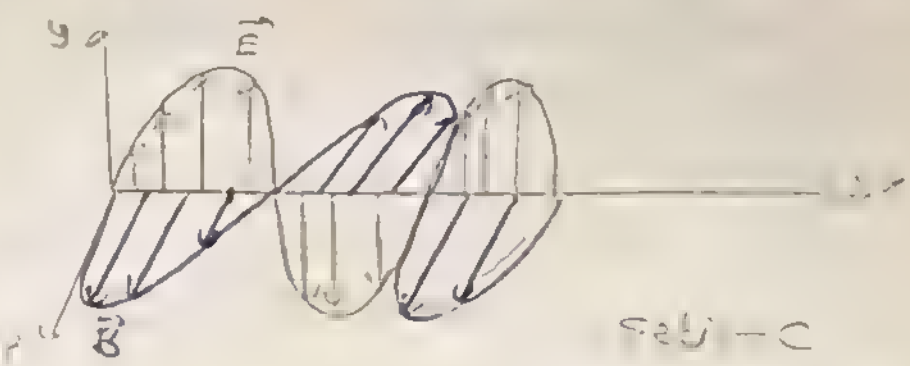
ışıma ile enerji kaybederler. Bu enerji salınımlara uygun frekansla ve fazda enerji geri yedirilir. Burada önemli bir etken V_c ve V_B gerilimlerinin uygun ayarlanmasıdır. Çünkü bu ayarlama ile elektronların gidiş dönüş zamanı ayarlanır.

Klystrondan mikrodalga elde etmek için boğuklara çıftlenim anahtarı yerleştirilir ve oluşan mikrodalga koaksiyel bir iletkenden çıkış antenine akar.

Mikrodalga dedektörü ise bir diyoddur. Bu diyod mikrodalga frekansındaki doğrultulmuş işaretler için süzgeç görevi görür. Çıkış gerilimide dalganın genliğine bağlı bir değer olur. Aracı $\vec{E}$'nin elektrik doğrultusundaki bileşene duyarlıdır. Diyod gerilimi ise $\vec{E}$ alan genliğinin karesiyle orantılıdır.

Şimdi ise mikrodalgaları inceleyelim. Mikrodalgalar elektromanyetik dalgalar sınıfına girerler. Bunların dalga boyu 0,1 ile 10cm arasında değişir. Mikrodalgalar enine dalgalardır ve elektromagnetik dalga olduklarından birbirine dik elektrik ve manyetik alan bileşenlerine sahiptirler. Bu iki alanda dalganın yayılma doğrultusuna diktir.

Mikrodalgalar aynı zamanda polarizedir. Yani bunların $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alan vektörleri tek bir düzlemde yer alırlar. Böyle bir dalga şekil-C'de gösterilmiştir.



Şekil-C

Mikrodalgalar için lineer dalga denklemi:

$E = -2E_{max} \cos(\omega t) \sin(kx)$

$B = 2B_{max} \sin(\omega t) \cos(kx)$

şeklindedir. $kx = 0, \pi, 2\pi \ldots$ veya $x = 0, \lambda/2, \lambda \ldots$ değerlerinde $E = 0$ ve $x = \lambda/4, 3\lambda/4 \ldots$ değerlerinde $B = 0$'dır.

DENEY 1: KLYSTRON'UN İŞLEYİŞİ

Bu bölümde klystron'u çalışır hale getirdikten sonra fitilin ısınması için 2-3 dk bekledik. Dedektörü [illegible] voltmetreye giriş yaptık. Daha sonra V_B'nın 250 ve 300 V değerleri için V_c'yi 0-100 V arasında ayarlayarak max. çıkış değerlerini voltmetreden gözledik. Bu maksimum-

lar kümeli e^- demetinin çalınımları güçlendirmeye elverişli bir faz ile koğuğa dönmesine karşılık geliyordu.

VERİLER:

V_B (Volt)	V_C (Volt)
250	9
	21
	42
	74

Güç kazancı 0,3 konumunda

Voltmetreden gözlenen max çıkışlar için V_C değerlerini gösterir tablo

V_B (Volt)	V_C (Volt)	Voltmetre
300	10	12,6
	28	14,6
	53	14,6

Güç kazancı 0,7 konumunda

Voltmetreden gözlenen max çıkışlar için V_C değerlerini gösterir tablo

Bu değerlerden $V_B = 300V$ ve $V_C = 53V$'u çalışma koşulları olarak aldık.

DENEY 2: KUTUPLANMA

Bu bölümde mikrodalgaların düzlem kutuplu olup olmadıklarını inceledik. Bunun için dedektörün yönelişi açısını değiştirerek algılanan işaretlerdeki değişimi gözledik.

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ:

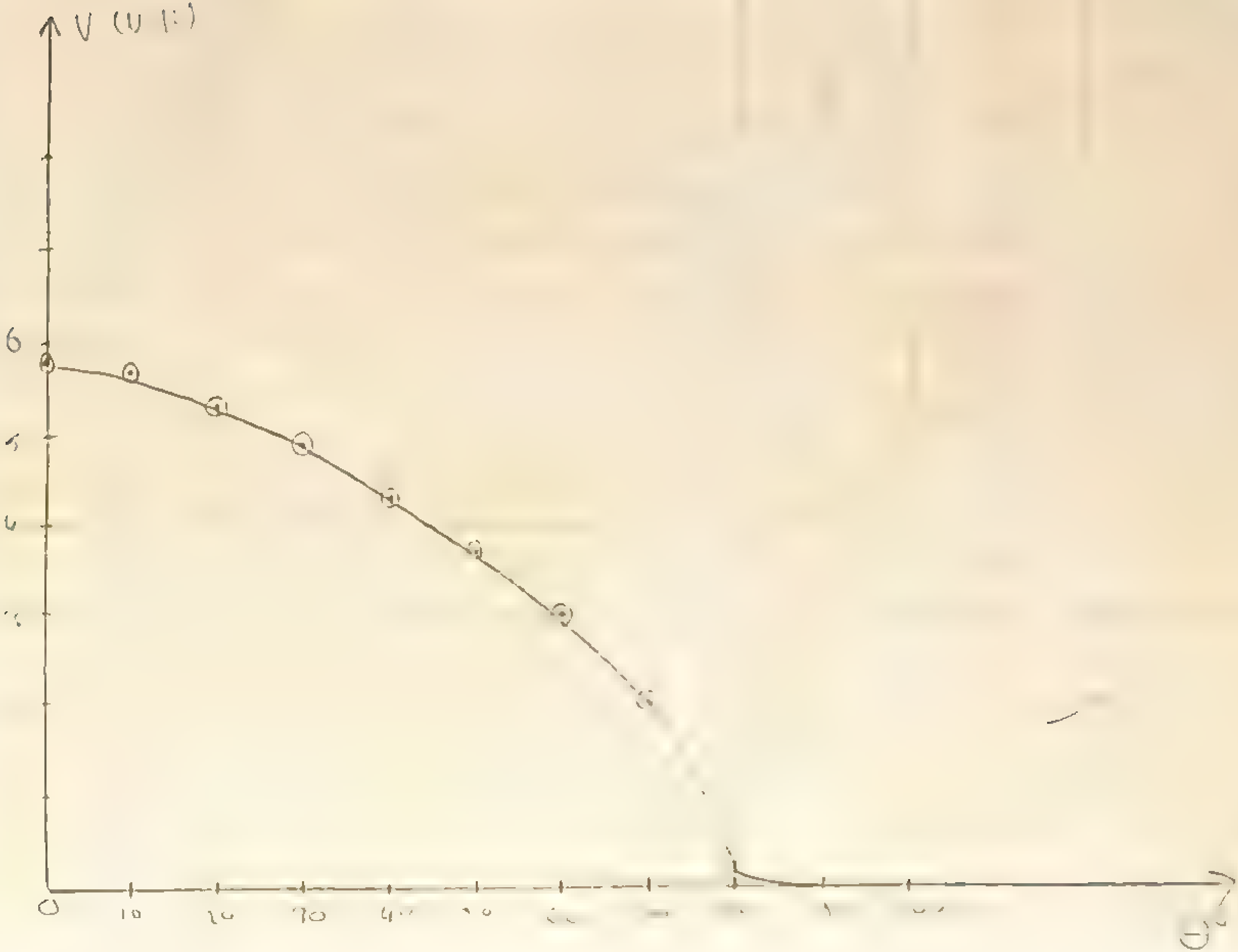
$\theta°$	V (Volt)
0	5,8
10	5,7
20	5,3
30	4,9
40	4,3
50	3,7
60	3,0
70	2,0
80	0,09
90	0,00

Bu verilerle V'ye karşı $\theta°$'yı grafiğe geçirdik ve θ'nın değişimiyle beraber V'nin de değiştiğini gördük. $\theta = 0°$ iken V max değerindeyken θ 90°'ye yaklaştıkça V azaldı ve $\theta = 90°$'de 0 oldu

Bunun nedeni 90°'de algıcın $\vec{E}$ alana (mikrodalganın) dik olması idi. Demekki $\theta = 0$ derecede iken algıç (dedektör) $\vec{F}$'ye paraleldi. Buradan kullandığımız dalganın polarize ve kutuplanma yönününde (polarizasyon yönü) düşey doğrultuda olduğunu gördük

Ayrıca burada Volt olarak okuduğumuz değerlerin bizim için [illegible] Yoksa volt cinsinden oluşunun hiçbir etkisi yoktur

Algılanan [illegible] θ° [illegible]



DENEY 3: DURAN DALGALAR

Bu bölümde duran dalgalar yardımıyla oluşturulan mikrodalganın dalga boylarını bularak buradan kylsranın frekansını hesapladık.

Duran dalga desenini gözlemek için iki huni arasına fiberglass bir levha yerleştirdik. Gelen dalganın bir kısmı bu levhada soğurulur, bir kısmı geçer geri kalanı ise yansır. Levhanın duran dalganın kerin noksasında olmasına linde soğurulma en büyük, düğüm noktasında ise hiç olmayacaktır. Levhanın yer değiştirmesi ile algıçta okunan değerde değişeceklir

Bu nedenle 2'ser mm aralıklarla algıçtaki değerleri kaydettik

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ:

U (Volt)	X (mm)
5,8	0
5,0	2
4,5	4
4,3	6
4,5	8
4,9	10
5,7	12
6,3	14
6,1	16
5,3	18
4,7	20
4,4	22
4,6	24
4,9	26
5,4	28
6,1	30
[illegible]	32
[illegible]	34
4,8	[illegible]
[illegible]	[illegible]
4,6	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	44
[illegible]	42
[illegible]	[illegible]

U (Volt)	X (mm)
5,1	50
4,8	52
4,5	54
4,6	56
4,9	58
5,4	60
5,8	62
6,0	64
6,2	66
5,7	68
5,3	70
5,1	72
4,7	74
4,3	[illegible]
4,6	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]

Bu değerlere göre U-X grafiğini çizerek dalga boyunu hesaplayalım.

$\lambda = (\lambda/2)\cdot 2$ 'den

$\lambda_1 = 1,5\cdot 2 = 3,0\,cm.$

$\lambda_2 = 1,6\cdot 2 = 3,2\,cm$

$\lambda_3 = 1,9\cdot 2 = 3,8\,cm.$

$\lambda_4 = 1,4\cdot 2 = 2,8\,cm.$

$\lambda_5 = 1,4\cdot 2 = 2,8\,cm.$

$\lambda_6 = 1,5\cdot 2 = 3,0\,cm$

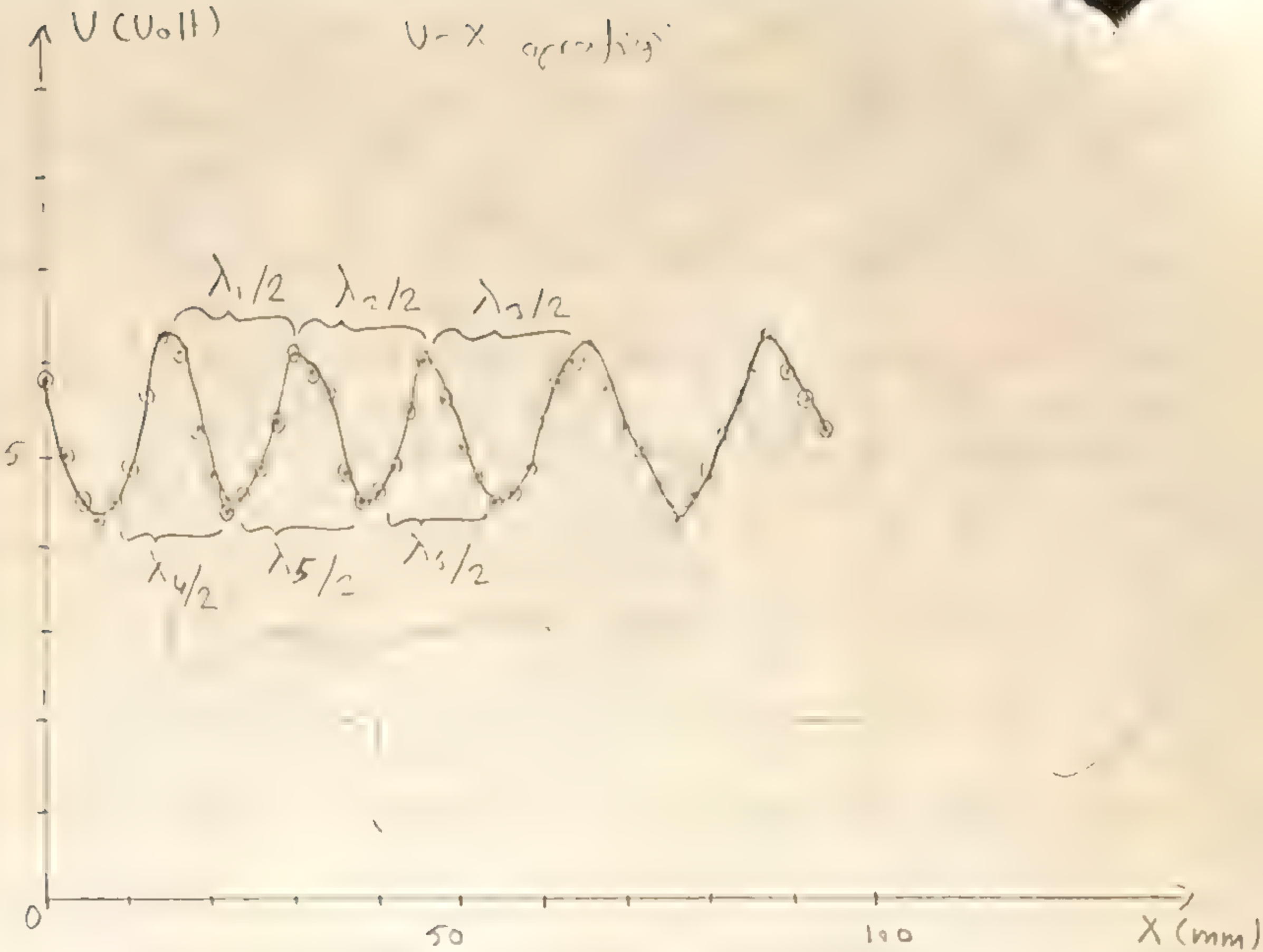
$$\lambda_{ort} = \frac{3,0+3,2+3,8+2,8+2,8+3,0}{6} = 3,1\,cm. = 0,031\,m.$$

Buradan frekansı hesaplayalım. Tüm elektromanyetik dalgalardan olduğu gibi mikrodalgalarda c ışık hızıyla hareket ederler. Bu durumda

$$c = \lambda f \Rightarrow f = \frac{2,998\cdot 10^8\,m/s}{0,031\,m}$$

$$f = 9,671\cdot 10^9\,s^{-1}$$

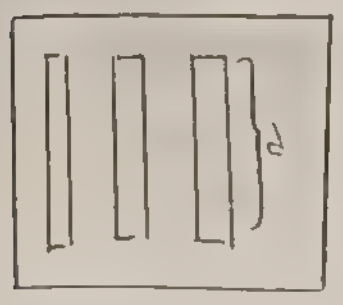
olarak bulunur



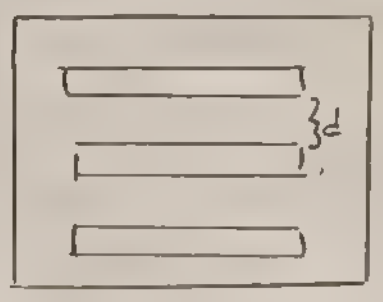
U (Volt)
U-X
λ1/2
λ2/2
λ3/2
λ4/2
λ5/2
λ6/2
5
0
50
100
X (mm)

DENEY 4: KUTUPLANMA YÖNÜ TAYİNİ VE BU YÖNÜN DEĞİŞİMİ

Bu bölümde metal ızgaralar kullanarak kullanarak mikrodalganın kutuplanma yönünü tayin ettik. İlk olarak ızgarayı sekil-D'deki gibi yerleştirdik 2 huni arasına. Bu durumda voltmetreden sinyal okuyamadık. Bu defa ızgarayı sekil-E'deki gibi yerleştirdik ve bir sinyal gözledik. Izgarayı bu iki değer arasında oynatarak değerlere baktığımızda sekil-E pozisyonunda max değeri elde ettiğimizi anladık. Böylece deney 2'deki sonuca bu yöntemlede ulaştık. Kullandığımız mikrodalga düşey doğrultuda kutuplanmıştı ($\vec{E}$ alan vektörünün yönü) İlk durumda sinyal gözleyememizin nedeni $\vec{E}$ alanın levha üzerindeki e^-'ların aşağı-yukarı hareketine neden olması böylece levha içindede bir $\vec{E}$ alanı oluşturup bu alanla nötürleşmesidir. SEKİL-E'de e^-'ların hareket mesafesi sınırlı olduğunlar bunlar mikrodalganın $\vec{E}$ alanınca durdurulurlar ve dalganın geçişini engelleyemezler.

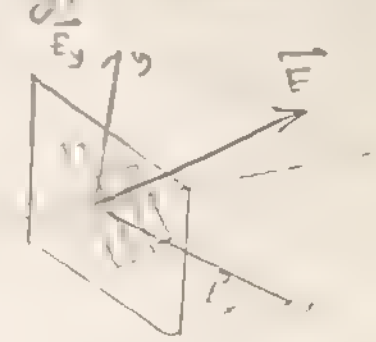


SEKİL-D
Düşey doğrultuya paralel



SEKİL-E
Düşey doğrultuya dik.

Bu bölümde ayrıca verici ve alıcı hunileri voltmetreden sinyal okuyamayacak şekilde birbirine dik olarak yerleştirdik. Daha sonra bir kafesi olarak 0-90° arasında döndürdük 0°, 90°'de bir işaret algılayamazken bu arada ve özellikle 45° (bu da [illegible]) sinyal gözledik. Bunun nedeni ise kafesin gelen $\vec{E}$ alanını bileşenlerine ayırması ve x bileşenindeki alanı geçirmesidir. Bu alanda dedektörce okunmaktadır. (Şekil-F)



SEKİL-F

Bu bölümde iki huni arasına metal bir plaka yerleştirdik. Bu plaka mikrodalganın geçişine izin vermediği için dedektörden bir değer alınamadı.

SONUÇ VE YORUM: Bu deneyde mikro dalgaların polarize olduklarını ve kullandığımız mikro dalganın dalga boyunun 3,1 cm. olduğunu gördük. Yine kullandığımız mikrodalganın dikey olarak kutuplandığını bulduk.

Deneyde huniler arası uzaklığı arttırdığımızda şiddetin azaldığını gözlemledik. Bu nedenle U-X grafiğinde son tepeler arası uzaklığı ($\lambda/2$) hesaplamaya katmadım.

Deneyde bulunan frekansta beklediğimiz aralıkta çıktı.

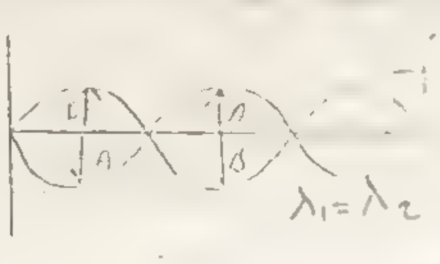
CEVAPLAR

① Yansıtılan e^-'lar öyle bir anda yansıtılmışlardır ki levhalar arasına geri döndüklerinde alternatif alan tarafından yavaşlatılırlar. Bu ivmeli hareket nedeniyle e^-'ların kaybettikleri enerji kovuğu yeniden uyarır ve kaybedilen enerjiyi kazandırır.

② Yukarıdan gidiş geliş zamanının önemine dikkat çekilmişti. Bu zaman, demet ve yansıtıcı geriliminin değerlerine bağlı olduğundan ancak belli değerlerde klystron titreşime girer.

③ $C = \frac{\varepsilon A}{d}$ ve $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ olduğunu biliyoruz. $\omega = 2\pi f$ olduğundan ve $\lambda = \frac{c}{f}$ olarak verildiğinden d'nin artışı C'yi azaltacak, ω artacak buna bağlı olarak f artacaktır. Yani d'nin artışı frekansı arttırır.

④ Çeyrek dalga levhası [illegible] dairesel kutuplu [illegible] dairesel kutuplanmaları [illegible]

⑤ 
Aynı fazda ters yönlerde ilerleyen 2 dalganın [illegible] gibi [illegible] bu durumda A+B max, A−B ise min değerleri verecektir. Eğer A=B ise bu durumda A+B'de bir karın, A−B'de bir düğüm oluşacaktır. Matematiksel olarak max ve min durumları kuramsal bilgide verilmiştir.

[illegible], Young, Zemansky)

(Halliday, Resnick)

80/100 Biy

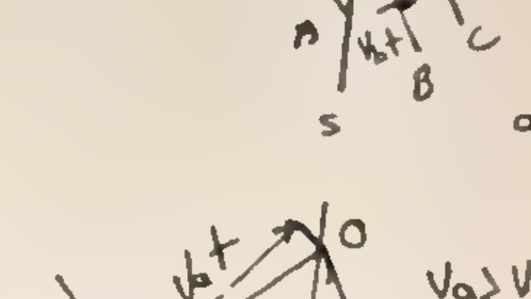
DENEYİN ADI: PRİZMA

DENEYİN AMACI: Prizma hakkında bilgi edinmek;
İyge ölçer yardımıyla bir prizmanın tepe açısını bulmak;
Verilen dalga boyları için prizmada en küçük sapma açısını elde etmek;
Renklere ayırım ve ayırma gücü hakkında bilgi edinmek.

ARAÇLAR : İzgeölçer (Spektrograf), pritma, He ve Cd. ışık kaynakları.

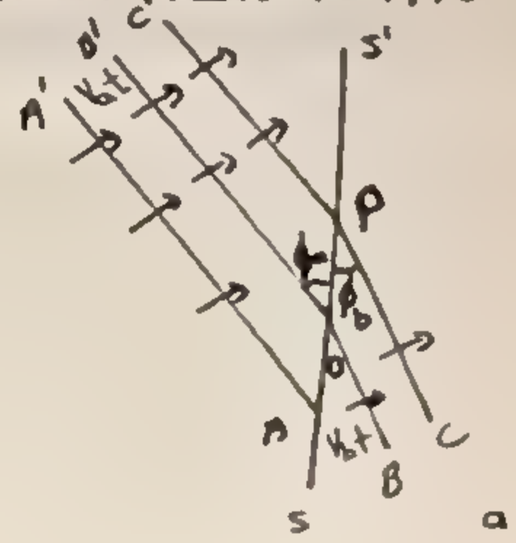
KURAMSAL BİLGİ:

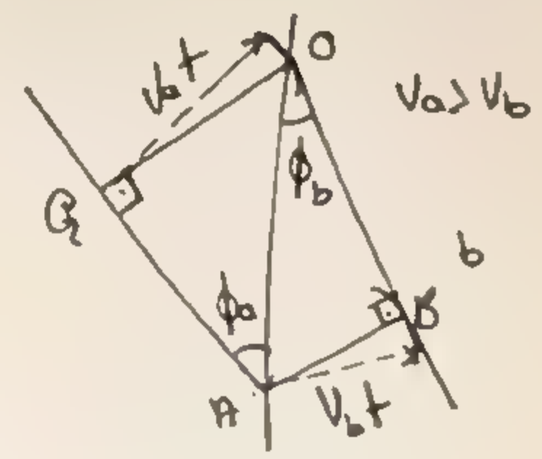
Bilindiği gibi ışık hızlarının farklı olduğu ortamların ara kesitine çarptığında bir kısmı yansır bir kısmı ise kırılır. Kırılma az yoğundan çok yoğuna geliniyorsa normale yaklaşacak, tersi durumda ise normalden uzaklaşacak şekilde olur. Prizma içinde bu söylenenler geçerlidir. (bkz. Şekil A) Şekildeki değerlerden Snell yasası olarak bilinen bağıntıyı $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_r}{n_i} = n_{ri}$ olarak yazabiliriz.



Şekil A

Bu bağıntıya ışığın iki ortamdaki hızlarından ulaşabilirit. Ama öncelikle bunun nasıl olabileceğini anlayalım. Huygens prensibine göre bir dalga cephesinin her bir noktası ikincil bir dalga kaynağı olarak alınabilir. Bunların oluşturduğu dalgalar birincil dalganın yayılma doğrultusu ve hızında yayılırlar. Eğer t zamanındaki dalga cephesini bulmak istersek $x = Ut$ eşitliğini kullanabiliriz. Bu bilgilerle kırılma olayını şu şekilde açıklarız (bkz. şekil B):
Şeklin a şıkkına bakalım. AA''nün a noktası yüzeye hızla varmış ve maddelerin kırma indisleri n_a ve n_b olsun. t zaman sonraki kırılmış dalgaları bulmak için prensibi uygularız. Böylece ortamlardaki hızlar farklı olduğundan BOB' ile CPC' oluşur. ϕ_a ve ϕ_b sırasıyla gelen ve kırılan ışığın (normallinki yerine bunuda alabiliriz) yüzeyle yaptığı açılardır. b şıkkından $QO = V_a t$ ve bunun AQ'ya dik, $AB = V_b t$ ile bununda BO'ya dik olduğunu kabul edelim. AOQ'dan $\sin\phi_a = \frac{V_a t}{AO}$ ve AOB'den $\sin\phi_b = \frac{V_b t}{AO}$ olduğu görülür. Buradan;
$\frac{\sin\phi_a}{\sin\phi_b} = \frac{V_a}{V_b}$ bulunur. $\frac{V_a}{V_b}$ = sabit olduğundan bu eşitlik Snell yasasıyla özdeştir.





böylece $\frac{V_a}{V_b} = \frac{n_b}{n_a}$ yazabiliriz. Eğer a ortamı hava ise buradan $n_b = c/V_b$ olduğu görülür. Şimdi dalga boylarını ise katalım. Eğer hız ile λ arasındaki bağıntıyı yazarsak

$V_a = \nu\lambda_a$ $V_b = \nu\lambda_b$ olup oranlarsak ve düzenlersek $\frac{\lambda_a}{\lambda_b} = \frac{V_a}{V_b}$ olur. Buradan snell yasasını en genel olarak;

$\frac{Sni}{Sinr} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_r}{n_i} = n_{21}$ şeklinde yazabiliriz. Buradan şu genellemeleri yapabiliriz:

① Prizmaya gelen bir ışık için dalgaboyu artışı kırılma açısını azaltacaktır.

② Prizmaya gelen ışığın prizma içindeki hızı arttıkça kırılma açısı azalacaktır.

Bunla beraber kırılma miktarı prizmanın tepe açısına, gelme açısına ve prizmanın n değerinede bağlıdır.

Prizmaya gelen ışın doğrultusuyla çıkan ışın doğrultusunun arasındaki açı sapma açısı olarak adlandırılır. Eğer tekbir dalgaboylu ışığı gözönüne alırsak geliş açısını $i_1 = 90°$'den başlayıp küçültürsek S sapma açısının önce küçüldüğü bir açıdan sonra yeniden büyüdüğü görülür. Sapmanın en küçük olduğu durumdan gelme açısı çıkma açısına eşittir.

Prizma ile ışığın renklerine ayrılmasına dispersiyon denir.

Çözme gücü ise değerce birbirine yakın iki dalga boyunun birbirinden ayrıdedilebilmesi için kullanılan bir değerdir. $\lambda/\Delta\lambda$ ile verilir. λ birbirine yakın iki dalga boyunun ortalaması $\Delta\lambda$ ise bunlar arasındaki farktır. B prizmanın taban uzunluğu olmak üzere

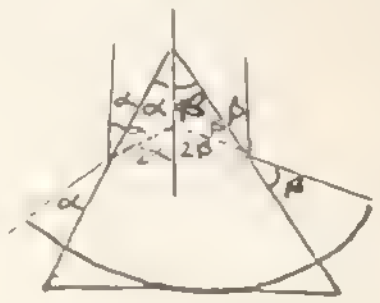
$\frac{\Delta}{\Delta\lambda} = B\frac{dn}{d\lambda}$ olur.

DENEYİN YAPILIŞI:

I: PRİZMANIN TEPE AÇISININ ÖLÇÜLMESİ:

Ürgüler üzerindeki işareti yerini (koşutlayıcı üzerinde) görecek şekilde ayarladık. Prizmayı tepe açısı koşutlayıcıya bakacak şekilde yerleştirdik. Böylece prizmanın iki kırıcı yüzeyi ışıkla aydınlanmış oldu. Ürgüler aracılığıyla her iki yüzeyden yansıyan ışınlar için açı değerleri ölçüldü. Bu değerler farkının yarısı tepe açısına eşit olmalı idi. Bu işlem üç tepe için tekrarlandı.

Şekil C'den görüldüğü gibi bu eşitlik iç ters açılar ve bir çemberde aynı yayı gören açıların eşitliğinden yararlanılarak türetildi.



$2\alpha + 2\beta$

Şekil C

VERİLER VE VERİLERİN GÖRÜMLENMESİ:

Tepe	I. durum Açı değeri	II durum Açı değeri	$\frac{\theta_2-\theta_1}{2}$	Tepe Açısı (A_{ort})
1	126,3	246,4	60,1	A_1, A_2, A_3 de
2	126,9	247,1	60,1	gelenin orta
3	128,4	248,4	60,0	lanası olarak gözümlendi.

Tepe açısı;

$$A_{ort} = \frac{60,1+60,1+60,0}{3}$$

$A_{ort} = 60,0^0$ olarak bulunur.

II. BÖLÜM: EN KÜÇÜK SAPMANIN BULGULANMASI:

Bu bölümde Helyumun kırmızı, sarı, yeşil, mor ve Kadmiyumun kırmızı, yeşil, mavi ve mor renkleri için enküçük sapma değerlerini bulduk. Bunun için kaynaktan gelen ışını prizmanın bir yüzüne düşürdük ve diğer yüzden çıkan ışını gözlemledik. Gelenin açısının büyükten küçüğe gitmesi durumunda (90°'den 0°'a) ara bir değerde önce gitgide artan sapma açısı yeniden büyümeye başlar. Dönümden önceki değer gözlenen renk için en küçük sapmadır. Biz bu ölçümleri yapmadan önce belirli bir referans noktası ve renk seçtik ve tüm ölçümleri buna göre aldık.

VERİLER VE VERİLERİN GÖRÜMLENMESİ

a) He deşarj tüpü ile yapılan ölçümlerde;

Referans noktası: 169,1°

Renk	Referansa göre okunan açı°	Sek°
Kırmızı	137,9	31,2
Sarı	137,7	31,4
Yeşil	137,4	31,7
Mor	136,9	32,2

Bu verilerle enküçük sapmaları bulursak;

$Sek_K = 169,1^\circ - 137,9^\circ = 31,2^\circ$

$Sek_S = 169,1^\circ - 137,7^\circ = 31,4^\circ$

$Sek_Y = 169,1^\circ - 137,4^\circ = 31,7^\circ$

$Sek_M = 169,1^\circ - 136,9^\circ = 32,2^\circ$

Görüldüğü gibi dalgaboyu en büyük olan kırmızı ışığın Sek değeri en küçüktür. Elde ettiğimiz bu değerleri $n = \frac{\sin((A+Sek)/2)}{\sin(A/2)}$ eşitliğinde yerine koyarak her bir ışık için n indisini hesaplayabilmemiz mümkündür.

$$n_{kırmızı} = \frac{\sin((60+31,2)/2)}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 45,6}{\sin 30} = 1,429$$

$$n_{sarı} = \frac{\sin((60+31,4)/2)}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 45,7}{\sin 30} = 1,431$$

$$n_{yeşil} = \frac{\sin((60+31,7)/2)}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 45,9}{\sin 30} = 1,436$$

$$n_{mor} = \frac{\sin((60+32,2)/2)}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 46,1}{\sin 30} = 1,441 \text{ olur.}$$

Bu değerler sıralama olarak beklediğimiz gibidir. Yani dalga boyu büyük olan kırmızı için kırılma indisi en küçüktür. Yani kırmızı ışık en küçük sapmaya uğrar. Bu açılara bu sıra ile inер. Yani

$n_k < n_s < n_y < n_m$ olur.

Helyum için içinde bulundurduğu ışıkların dalga boyları;

$\lambda_{kırmızı} = 6678\,\text{Å}$, $\lambda_{sarı} = 5857\,\text{Å}$, $\lambda_{yeşil} = 5015\,\text{Å}$, $\lambda_{mor} = 4026\,\text{Å}$

ile verilir. Buradan $n = f(\lambda)$ grafiğini çizelim.

Ortaya çıkan eğride seçilen dalga boylarından eğriye teğetler çizersek eğimi hesaplayabiliriz. Eğim $\frac{dn}{d\lambda}$ yı verir. Buradan $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = B \cdot \frac{dn}{d\lambda}$ eşitliğinden her bir renk için çözme gücünü hesaplayabiliriz. Ölçümlerden $B = 3\,\text{cm}$. bulundu.

Grafikten $m_k = tg\Delta = \frac{1,4285 - 1,4265}{(5500 - 7500)\times 10^{-8}} = 100\ \text{cm}^{-1}$

$m_s = tg\gamma = \frac{1,4325 - 1,4275}{(5000 - 6750)\times 10^{-8}} = 286\ \text{cm}^{-1}$

$m_y = tg\beta = \frac{1,435 - 1,430}{(4750 - 5650)\times 10^{-8}} = 556\ \text{cm}^{-1}$

$m_m = tg\alpha = \frac{1,444 - 1,4325}{(3750 - 4800)-8} = 1095\ \text{cm}^{-1}$

Buradan her bir dalgaboyu için çözme gücünü hesaplayabiliriz.

Kırmızı için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 100 = 300$

Sarı için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 286 = 858$

Yeşil için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 556 = 1668$

Mor için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 1095 = 3285$ olarak bulunur.

Cd deşarj tüpü ile yapılan ölçümlerde;

Referans noktası : 169,8°

Renk	Referansa göre okunan açı	Sapma°
Kırmızı	136,7°	33,1°
Yeşil	136,5°	33,3°
Mavi	136,2°	33,6°
Mor	135,9°	33,9°

En küçük sapmaları bulursak;

$Sap_K = 169,8° - 136,7° = 33,1°$

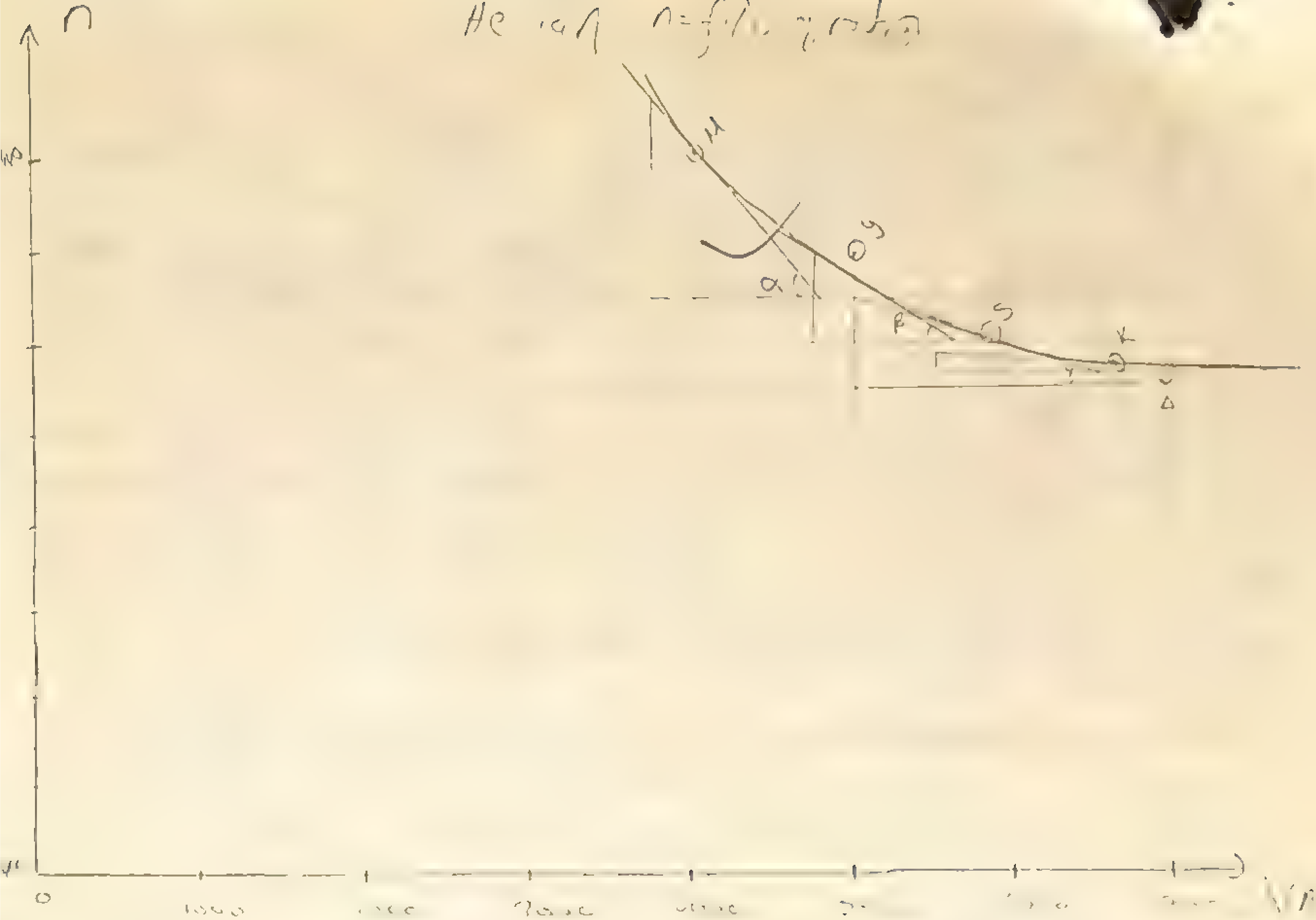
$Sap_Y = 169,8° - 136,5° = 33,3°$

$Sap_{Ma} = 169,8° - 136,2° = 33,6°$

$Sap_{Mo} = 169,8° - 135,9° = 33,9°$

bulundu

İlk sıkta kullandığımız formül yardımıyla Cd deşarj tüpünden yayılan ışığın oluşturduğu ışıkların bu prizma için n indislerini bulalım;



Bu değerler sıralama olarak beklediğimiz gibidir. Yani dalga boyu büyük olan kırmızı için kırılma indisi en küçüktür. Yani kırmızı ışık en küçük sapmaya uğrar. Bu açıdaya bu sıra ile iner. Yani

$n_k < n_s < n_y < n_m$ olur.

Hidyum için içinde bulundurduğu ışıkların dalga boyları;

$\lambda_{kırmızı} = 6678\,\text{Å}$, $\lambda_{sarı} = 5857\,\text{Å}$, $\lambda_{yeşil} = 5015\,\text{Å}$, $\lambda_{mor} = 4026\,\text{Å}$ ile verilir. Buradan $n = f(\lambda)$ grafiğini çizelim.

Ortaya çıkan eğride seçilen dalga boylarından eğriye teğetler çizersek eğimi hesaplayabiliriz. Eğim $\frac{dn}{d\lambda}$ yı verir. Buradan $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = B \cdot \frac{dn}{d\lambda}$ eşitliğinden her bir renk için çözme gücünü hesaplayabiliriz. Ölçümlerden $B = 3\,\text{cm}$. bulundu.

Grafikten $m_k = \text{tg}\Delta = \frac{1,4285 - 1,4265}{(5500 - 7500)\times 10^{-8}} = 100\ \text{cm}^{-1}$

$m_s = \text{tg}\gamma = \frac{1,4325 - 1,4235}{(5000 - 6750)\times 10^{-8}} = 286\ \text{cm}^{-1}$

$m_y = \text{tg}\beta = \frac{1,435 - 1,430}{(4750 - 5650)\times 10^{-8}} = 556\ \text{cm}^{-1}$

$m_M = \text{tg}\alpha = \frac{1,444 - 1,4325}{(3750 - 4800) - 8} = 1095\ \text{cm}^{-1}$

Buradan her bir dalgaboyu için çözme gücünü hesaplayabiliriz.

Kırmızı için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 100 = 300$

Sarı için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 286 = 858$

Yeşil için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 556 = 1668$

Mor için; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3 \cdot 1095 = 3285$ olarak bulunur.

Cd deşarj tüpü ile yapılan ölçümlerde;

Referans noktası : 169,8°

Renk	Referansa göre okunan açı	Sapma
Kırmızı	136,7°	33,1°
Yeşil	136,5°	33,3°
Mavi	136,2°	33,6°
Mor	135,9°	33,9°

En küçük sapmaları bulursak;

$\text{Sap}_K = 169,8° - 136,7° = 33,1°$

$\text{Sap}_Y = 169,8° - 136,5° = 33,3°$

$\text{Sap}_{Ma} = 169,8° - 136,2° = 33,6°$

$\text{Sap}_{Mo} = 169,8° - 135,9° = 33,9°$

bulundu

İlk sıkta kullandığımız formül yardımıyla Cd deşarj tüpünden yayılan ışığın oluşturduğu ışıkların bu prizma için n indislerini bulalım;

$$n_{kırmızı} = \frac{\sin((60+33,1)/2)}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 46,55}{\sin 30} = 1,452$$

$$n_{yeşil} = \frac{\sin((60+33,3)/2))}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 46,65}{\sin 30} = 1,454$$

$$n_{Mavi} = \frac{\sin((60+33,6)/2))}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 46,80}{\sin 30} = 1,458$$

$$n_{Mor} = \frac{\sin((60+33,9)/2)}{\sin(60/2)} = \frac{\sin 46,95}{\sin 30} = 1,461 \text{ olarak bulunur.}$$

Cd kaynağındaki çizgilere karşılık gelen dalgaboyları;
$\lambda_{kırmızı} = 6438\,Å$, $\lambda_{yeşil} = 5086\,Å$, $\lambda_{mavi} = 4800\,Å$, $\lambda_{mor} = 4678\,Å$
olup buradan $n = f(\lambda)$ grafiğini çizelim.
Grafikten eğimler sırası ile

$$m_K = \frac{1,452 - 1,4515}{(2500-7000)\cdot 10^{-8}} = 11\ cm^{-1}$$

$$m_y = \frac{1,462 - 1,450}{(4250-5550)\times 10^{-8}} = 923\ cm^{-1}$$

$$m_{Ma} = \frac{1,466 - 1,4675}{(4250-5500)\times 10^{-8}} = 1480\ cm^{-1}$$

$$m_{M.} = \frac{(1,467 - 1,460)}{(4200-6000)\times 10^{-8}} = 1500\ cm^{-1}$$

Bu değerlerle herbir renk için prizmanın ayırma gücünü hesaplayalım.

Kırmızı için ; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3\cdot 11 = 33$

Yeşil için ; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3\cdot 923 = 2769$

Mavi için ; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3\cdot 1480 = 4440$

Mor için ; $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3\cdot 1500 = 4500$ olur.

YORUM: Yaptığımız bu deney sonucunda prizmanın çeşitli özelliklerini inceledik ve ızgaların kullanımını öğrendik.

He ve Cd için yapılan çözme güç hesaplamalarından gördüğümüz prizmada kırmızı ışık için çözme güç en küçük değerdedir. Yani dalga boyu büyüdükçe prizmada çözme güç artmaktadır. Çözme gücünü C ile verirsek şu durum gerçekleşir:

$C_{kırmızı} < C_{sarı} < C_{yeşil} < C_{Mor}$ olur. (He için)
$C_{kırmızı} < C_{yeşil} < C_{Mavi} < C_{Mor}$ olur (Cd için)

Kaynakça: Fundamentals of Physics (Halliday, Resnick)
An Introduction to Modern Physics Ghatak

Sorular?

DENEYİN ADI: NEWTON HALKALARI

DENEYİN AMACI: Girişim olayını öğrenmek;
İnce filmlerde ortaya çıkan girişimi anlamak;
Tek dalga boylu bir ışık kaynağının dalga boyunun bulunması.

ARAÇLAR: Işık kaynağı, süngeç, yansıtıcı cam, Newton halkaları sistemi, odaklayıcı mercek, perde.

KURAMSAL BİLGİ:

Işık dalgaları hızlarının farklı olduğu ortamların arakesitine çarptığında bir kısmı yansır bir kısmı kırılır. Yansıma için şunlar geçerlidir: a) Gelen ve yansıyan ışınla yüzey normali aynı düzlem içindedir.

b) Gelen ve yansıyan ışının normalle yaptığı açı eşittir.

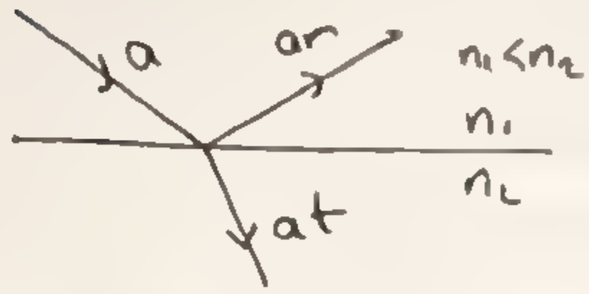
c) Eğer az yoğun ortamdan gelip çok yoğundan yansıyorsa gelen ve yansıyan ışın arasında π kadar bir faz farkı oluşur. Tersi durumda faz farkı oluşmaz. Ayrıca gelen dalganın genliği a ise bunun r kesri yansır + kesri kırılır.

Kırılma için ise şunlar geçerlidir:

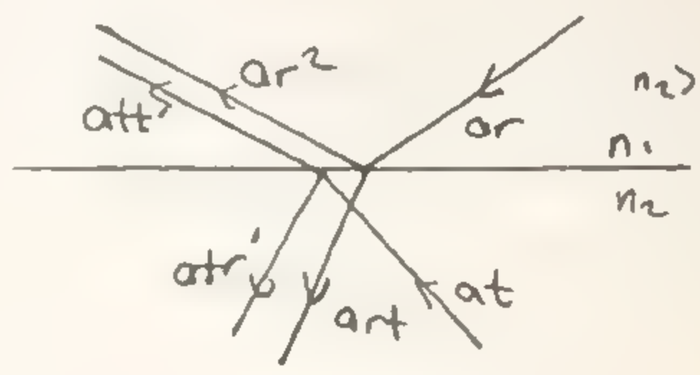
a) Gelen ve kırılan ışınla yüzey normali aynı düzlem içindedir.

b) Gelen ışının normalle yaptığı açı θ, kırılanın normalle yaptığı açı θ' ise ikisi arasında Snell yasası olarak adlandırılan şu ifade vardır → $\frac{\sin\theta}{\sin\theta'} = n$ Burada n 2. ortamın 1. ortama göre kırma çarpanıdır.

Genel bu ifadeleri verdikten sonra c'de verilen ifadeyi açalım. Aşağıdaki ilk şekilde $n_1 < n_2$ olmak şartıyla n_1 ortamından gönderilen a genlikli ışık ışının ar'lik bir kısmı yansımakta, at'lik bir kısmı ise kırılmaktadır. r ve t'nin tanımı yukarıda c şıkkında verilmiştir. Şimdi biz 0 yada π'lik faz değişimlerini göz önünde tutacağız. Örneğin r=0.5 ise yansıyan ışık ışının genliğinde 0.5'lik azalma olurken faz farkı oluşmaz. r=-0.5'te ise π'lik bir faz farkı oluşur. Çünkü $\sin(\omega t + \pi) = -\sin(\omega t)$ dir. Biz optical reversibility prensibine göre eğer ışık absorbasyonu yoksa gelen ışının yansıyan ve kırılan kısımlarının izledikleri yolun aynen geri yollanabileceklerini biliyoruz.



Bu durum yandaki şekilde görülmektedir. r' ve t' ise 2 ortamdaki yansıma katsayısı ile 1. ortam için kırılma katsayısıdır. Dolayısıyla şekilin üst tarafındaki ilk



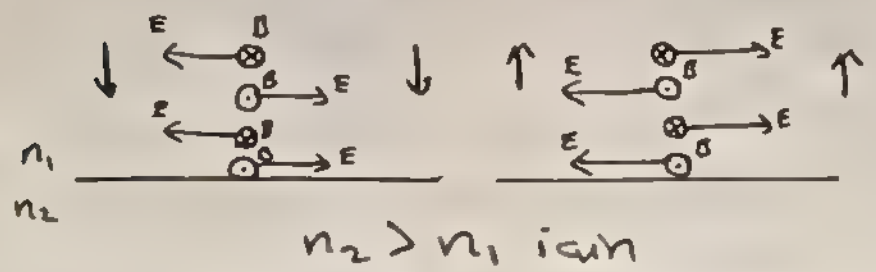
ışık ışını 1. şekildeki gelen ışık ışınına eşit olmalıdır. Ayrıca alt taraftaki ikili ise 1. şekil itibariyle birbirini yok etmelidir. Bunları matematiksel olarak ifade edersek;

$ar^2 + att' = a$ ve $atr' + art = 0$

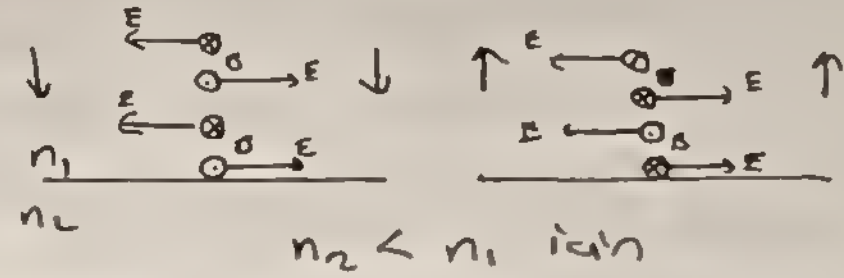
$r^2 + tt' = 1$ $r' = -r$ olur.

Sonuç olarak eğer ışık az yoğundan çok yoğun ortama gelip yansıyorsa π kadarlık bir faz değişimi vardır deriz. Tersi durumdan ise faz farkı yoktur deriz.

Aşağıdaki ilk iki şekil bir elektromagnetik dalga için (düzlem kutuplu) 1. durumu, diğer iki şekilde tersi durumu şekilsel olarak ifade etmektedir.



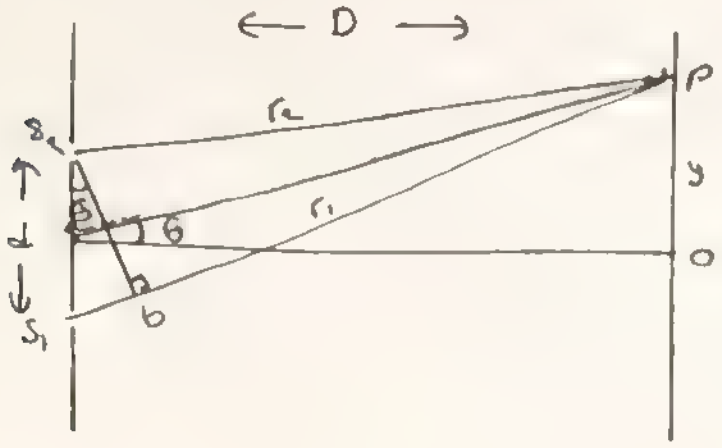
$n_2 > n_1$ için



$n_2 < n_1$ için

Girişim: 2 yadan daha çok ışık dalgasının üst üste binecek şekilde bir noktada kesişmesine girişim adı verilir. Bu olayı gözleyebilmemiz için elimizdeki kaynakların koherent olması yani aynı frekanslı ve zamanla değişmeyen bir faz ilişkisine sahip olmaları gerekli dir. Bu tipte iki kaynak bulmak imkansız olduğundan aşağıdaki gibi bir sistemden yararlanılır. Tek bir kaynaktan gönderilen dalgalar

ince bir yarıktan geçirilerek kırınıma uğratılır. Daha sonra bu dalga ikinci çift yarıklı perdeye ulaşır Huygens prensibine göre bir dalga cephesinin her bir noktası dalga ile aynı faz ve hızda 2.'cil dalgaların kaynağı olarak algılanabilecekleri için perdedeki iki yarık iki dalga üreteci (kaynağı) olarak davranacak ve saydığımız nedenler den koherent olacaklardır. Bu prensipten faydalanan Young aşağıdaki şekilde verilen bir düzenek kurarak olusan girisim deseni için formüller bulmuştur.

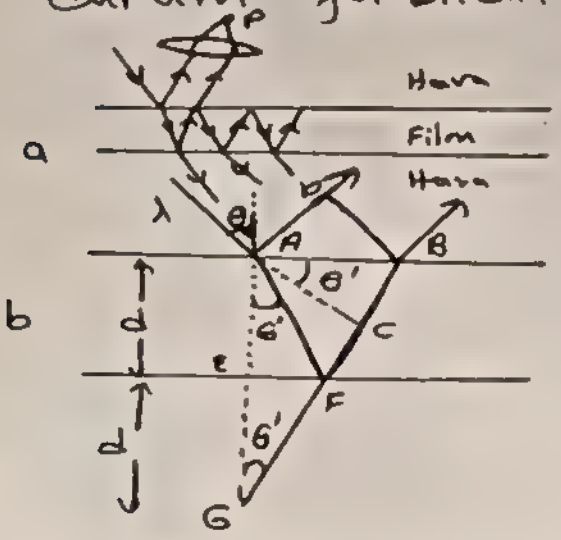


P S_2 ve S_1'den r_2 ve r_1 kadar uzaklıkta olan bir nokta olsun. S_2'den S_1P'ye dik inersek Sr_2 ve bP birbirine eşit olur ve d/D oranı çok küçükse S_2b r_1 ve r_2'nin ikisine dik kabul edilebilir. Yani S_1S_2b PaO'ya denk alınabilir Buda r_1 ve r_2'yi paralel kabul etmemize neden olur. S_1 ve S_2'den çıkan ışınlar aynı fazlı olmalarına rağmen P noktasın-

da r_2 ve r_1 farkından dolayı aralarında bir faz farkı oluşur. Bu fark S_1b'den kaynaklanır. $S_1b = d\sin\theta$'dır.

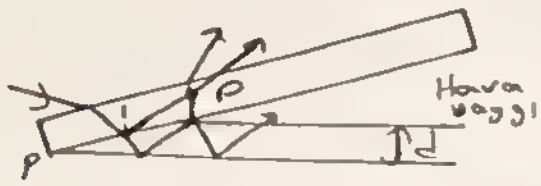
Eğer $S_1b = d\sin\theta = m\lambda$ ise $(m=0,1,2\ldots)$ P'de bir aydınlık saçak $d\sin\theta = (m+\frac{1}{2})\lambda$ $(m=0,1,2)$ ise P'de bir karanlık saçak olmalıdır.

Aşağıdaki gibi ince bir filmde oluşan girişim saçaklarında ise durum farklıdır. Şeklin a bölümünde böyle bir filme gelen ışık ışınının yansıma ve kırılmaları verilmiş, b'de ise bunlardan ikisi incelenmiştir.



Işık ışınının cam içinde ℓ yolunu aldığını varsayarsak aynı sürede havada $c\frac{\ell}{v}$ yolunu alır. Böylece camdaki ℓ yolu havadaki $n\ell$ yoluna eşit olur. $n\ell$ camdaki ℓ yolunun ışıksal yolu adını alır. Bu kırınım çerçevesinde şekil b için ışıksal yollar arasındaki farkı $\Delta = n(AFB) - AD$ şeklinde verebiliriz. $AF = d/\cos\theta'$ ve $FB = d/\cos\theta'$ olduğu görülmektedir. Ayrıca $AB = 2d\tan\theta'$)dür. Buradan $AD = AB\sin\theta$ yazabiliriz. Snell yasası gereği $\sin\theta = n\sin\theta'$ olduğundan

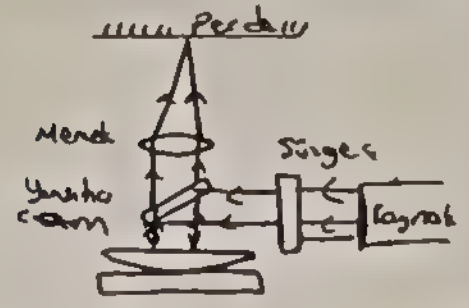
$AD = 2nd\sin^2\theta'/\cos\theta'$ olur. ve $\Delta = 2nd\cos\theta'$ bulunur. Ayrıca yoğun ortam yüzeyinden yansıyan dalganın π kadarlık evre farkının $\lambda/2$'lik yol farkına eşit olduğunu bildiğimizden toplam yol farkı $2nd\cos\theta' \mp \lambda/2$ olacaktır. Bu nedenle aydınlık saçak formülü $2nd\cos\theta' = (m+\frac{1}{2})\lambda$ ve karanlık saçak formülünde $2nd\cos\theta' = m\lambda$ şeklini alacaktır. Aynı formül ve ifadeler aşağıda verilen dirsek için de geçerlidir. Bu sistemde d kalınlığı simetriden dolayı eksen boyunca değişmeyeceğinden girişim saçağı bir çizgi olacaktır. Bu çizgi yaygının hemen üzerinde oluşacaktır. Özel olarak yaygına dik gözlem yapılacak olursa $\theta' = 0$ ve $\cos\theta' = 1$ olacağından aydınlık için $2nd = (m+\frac{1}{2})\lambda$ ve karanlık için $2nd = m\lambda$ özel formülleri elde edilir. Bir aydınlık saçaktan diğerine m bir tamsayı değişecek d'de λ kadar değişecektir.



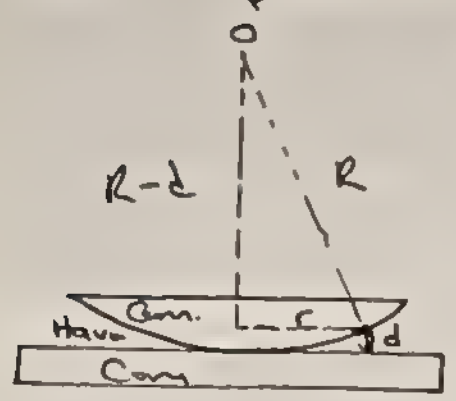
NEWTON HALKALARI:

Kama şeklindeki hava yaygısında kullanılan camlardan üstteki alıp bir yüzü düz, diğeri R eğrilik yarıçapına sahip bir mercek koyalım. Bu şekildeki bu cam ile merkez aranın-

daki hava ince bir film (yaygı) oluşturacaktır. Eğer bir aşağıdaki gibi bir düzenek oluşturursak. Oluşan girişim deseni değme noktası karanlık olmak üzere dairesel halkalar şeklinde olacaktır. Verilecek



formüller diğer kısımlarda verilenlerle aynı olacaktır. Şimdi bu halkalar yardımı ile bir mercegin eğrilik yarıçapının ve dalga boyu bilinmeyen bir ışığın dalga boyunun nasıl bulunacağını gösterelim. Bunun için aşağıdaki şekilden faydalanalım. Burada R mercegin eğrilik yarıçapı d incelenen noktada hava yaygısının kalınlığı, r ise incelenen saçağın yarıçapıdır.



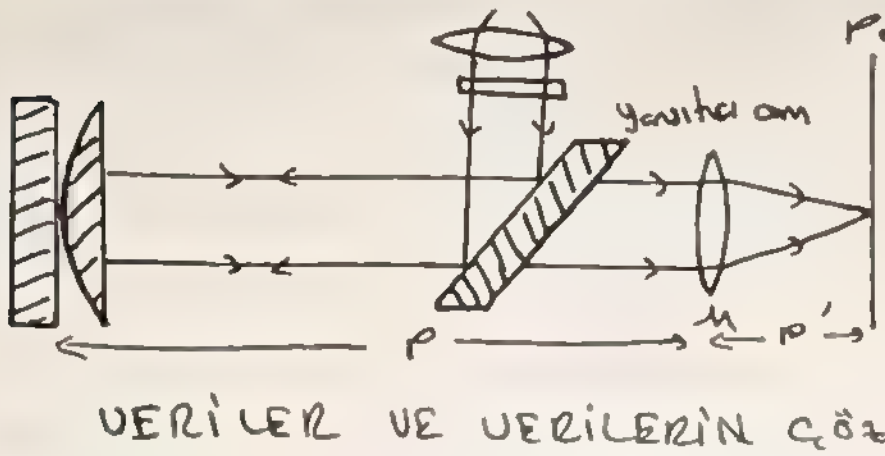
Burada $R^2 = r^2 + (R-d)^2$ dir. $d \ll R$ ise $r^2 = 2Rd$ ve $d = r^2/2R$ olacaktır.

Eğer aydınlık bir saçağı inceliyorsak;

$2n\frac{r^2}{2R} = (m+\frac{1}{2})\lambda$ olacaktır. Buradan halkanın yarıçapı $r^2 = (m+\frac{1}{2})\frac{\lambda R}{n}$ olur. Eğrilik yarıçapı ise $R = r^2/(m+\frac{1}{2})\lambda$ olur.

DENEYİN YAPILIŞI:

Deney için aşağıdaki düzeneği kurduk ve odaklayıcı ile perdenin konumunu ayarlayarak Newton halkaları görüntüsünü elde ettik. Daha sonra merkezden başlayarak aydınlık ve karanlık saçaklar için perdeden yarıçapları okuduk.



VERİLER VE VERİLERİN GÖZÜMLENMESİ:

p' = Mercek-Perde = 136 cm.

p = Yansıtıcı-Mercek = 19 cm.

Aydınlık saçak m	r (mm) (gözlenen)
0	4
1	10
2	15
3	19
4	23
5	27

Buradaki r değerleri gerçek halka yarıçapları olmadığından $\frac{\text{Gerçek } r}{\text{Görünen } r} = \frac{p}{p'}$ formülünden gerçek r'leri hesaplarız.

Aydınlık Saçak	m	r (cm)(gerçek)
	0	$55,9 \cdot 10^{-3}$
	1	$139,7 \cdot 10^{-3}$
	2	$209,6 \cdot 10^{-3}$
	3	$265,4 \cdot 10^{-3}$
	4	$321,7 \cdot 10^{-3}$
	5	$377,3 \cdot 10^{-3}$

Aynı şekilde karanlık saçaklar içinde görünen r değerlerinden gerçek r değerlerine geçiş yapabiliriz.

Karanlık saçak	m	r(mm)(görünen)	r(cm) (gerçek)
	0	Karanlık için m=0 değerinden başlamaz.	
	1	0	0
	2	7	$97,8 \cdot 10^{-3}$
	3	13	$181,6 \cdot 10^{-3}$
	4	18	$251,5 \cdot 10^{-3}$
	5	22	$307,4 \cdot 10^{-3}$
	6	26	$363,2 \cdot 10^{-3}$

olur. Buradan m=1 için r değerini 0 almamızın nedeni bu değerin değme noktasının genişliğiyle değişken olmasıdır.

Bu değerler doğrultusunda $r^2 = f(m)$ eğrilerini grafiğe geçelim. Bunun için r^2 değerleri;

Aydınlık için;	r^2 ($\times 10^{-3}$ cm^2)	Karanlık için;	r^2 ($\times 10^{-3}$ cm^2)
m=0	3,0	m=1	0
	19,5		9,6
	44,0		33,0
	79,0		63,0
	103,0		95,0
m=5	142,0	m=6	132,0

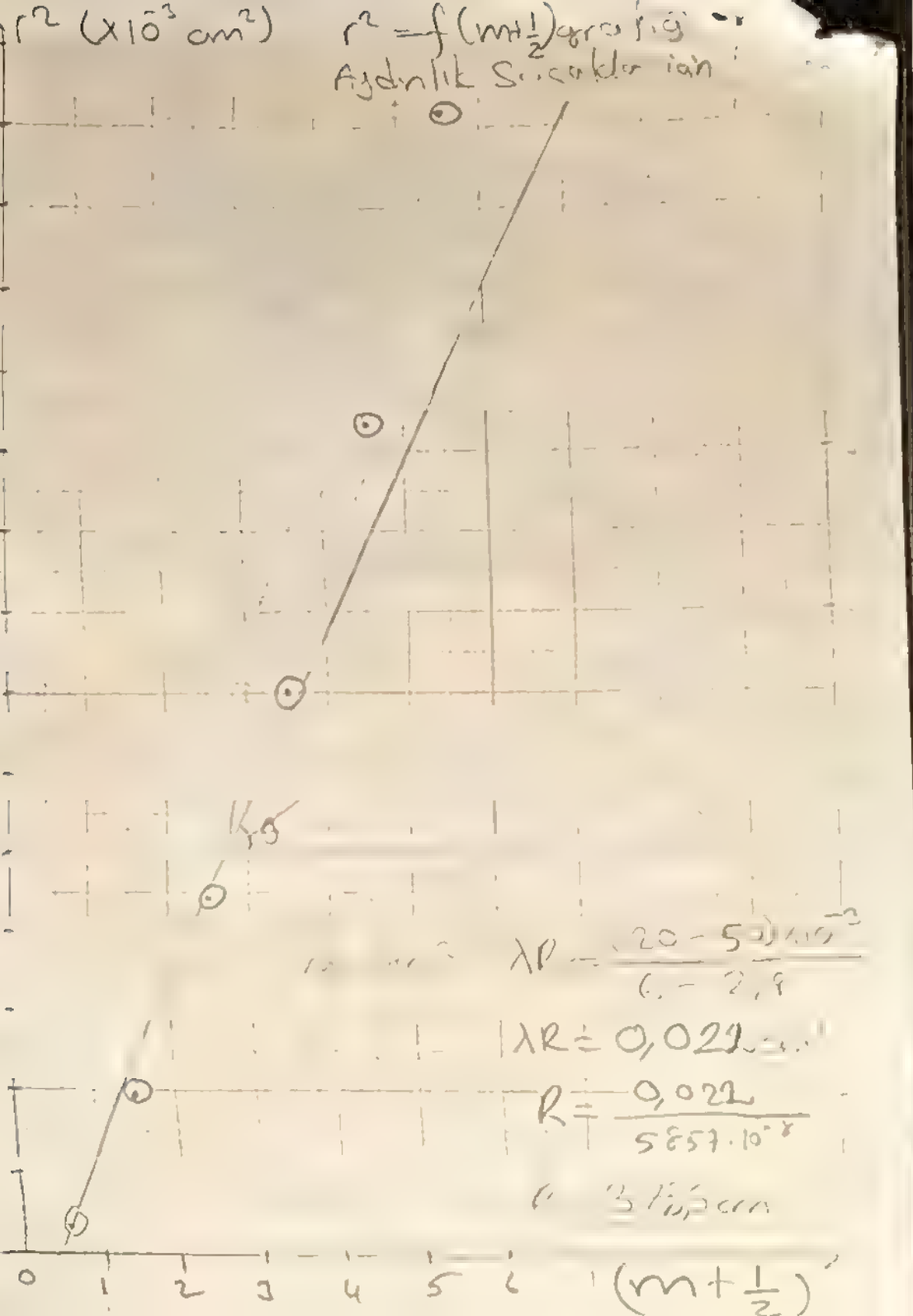
Buradan grafik eğimleri λR'yi verir. λ değerleri son ışık için; $\lambda_s = 5857 \cdot 10^{-8}$ cm'dir. Buradan kullanılan merceğin eğrilik yarıçapı R iki grafikte $R_k = 398$ cm. $R_s = 375$ cm Laboratuvarda çalıştığımız mercek için R'nin 10m. civarında olduğunu biliyoruz. Bu nedenle R_k değerini alıp kullanılan ışığın dalga boyunu hesapladık.

$$\lambda = \frac{\text{eğimlik}}{R_k} = \frac{0,022}{398\,\text{cm}} = 5527 \cdot 10^{-8}\,\text{cm}.$$ olur.

Bu da kullandığımız ışığın dalga boyuna yakın bir değerdir.

Sonuç ve Yorum: Deney sonucunda Newton halkaların yardımıyla bir merceğin eğrilik yarıçapını bulduk. Ayrıca bu halkalarla bir optik aletin yüzey düzgünlüğünü kontrol edebileceğimizi öğrendik. R değerlerinde meydana gelen hata P ile P' değerlerinin yanlış okunmasından kaynaklandığını söyleyebiliriz. Dalga boyunun gerçeğe yakın çıkmasının nedeni ise bu iki grafiğin aynı hata oranına sahip olmasıdır. Bu nedenle dalga boyunu bulurken bir hata ortaya çıkmamıştır.

r^2 ($\times 10^{-3}$ cm^2) $r^2 = f(m+\frac{1}{2})$ grafiği
Aydınlık Saçaklar için



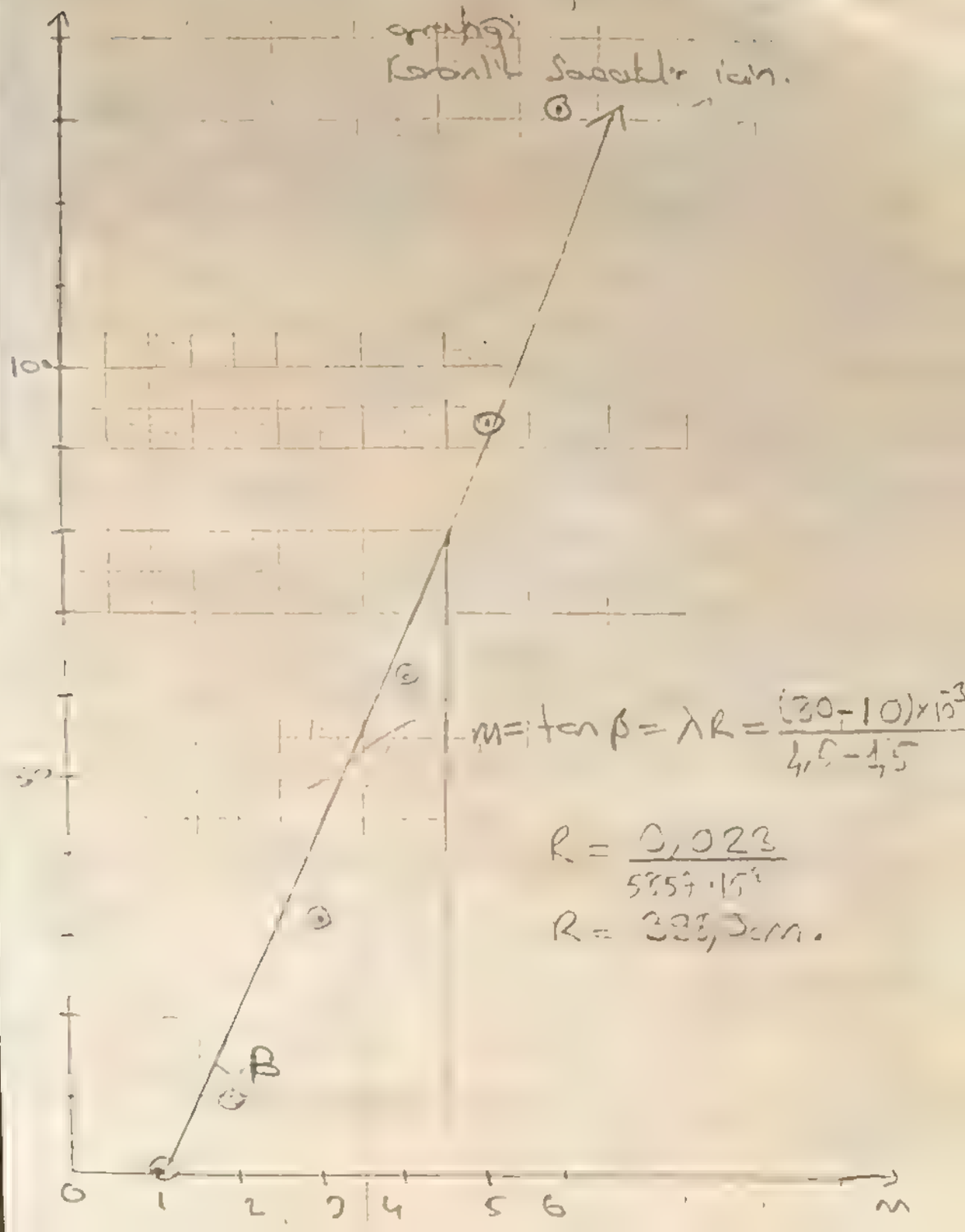
$\lambda R = \frac{(20-5)\times 10^{-3}}{6-2,9}$

$\lambda R = 0,022$ cm^2

$R = \frac{0,022}{5857 \cdot 10^{-8}}$

$R = 375,5$ cm

r^2 ($\times 10^{-3}$ cm^2) $r^2 = f(m)$ grafiği
Karanlık Saçaklar için.



$m = \tan\beta = \lambda R = \frac{(30-10)\times 10^{-3}}{4,5-1,5}$

$R = \frac{0,023}{5857 \cdot 10^{-8}}$

$R = 392,5$ cm.

CEVAPLAR

①

②

③ Bu durumda yansıma çok yoğun'dan az yoğuna gelindiğinde gerçekleştiğinden fazı farkı olmadan gerçekleşecek ve yalnızca yol farkından oluşan bir faz kaynası oluşacaktır. Yine ilk gelen ışının genliğinde belirli bir kesir kadar azalma olduğundan, enerjisi azalacağından, oluşan deseninin şiddetide az olup sönük görünecektir.

④ Beyaz ışık içerisinde birden fazla dalga boyunu barındırır. Bu nedenle bu dalga boylarına sahip ışıklar yaygın içinde farklı miktarlarda kırılacaklar ve sonuçta herbiri kendi girişim desenini oluşturacaktır. Bunların üstüste gelmesinde yine ayrı ayrı girişim deseni oluşturacağından daha az sayıda çember oluşması normaldir. Çünkü ayrıca formüldede görüleceği gibi dalga boyu artışı ($r = \sqrt{R(m+\frac{1}{2})\lambda}$) r^2'yi artırır.

⑤ Eğer merceller düzgün değilse ışıklar düzensiz olarak yansıyıp kırılacaklarından simetri bozulacak ve çemberleri görülemeyecektir.

⑥ $\frac{n_1}{n_2} = \frac{V_2}{V_1}$ olduğunu biliyoruz. Bunu hava ve boşluk için yazalım.

V havadaki hız olmak üzere $\frac{n_h}{n_v} = \frac{V_h \cdot 1,000292}{V_h} \Rightarrow n_h = 1,000292 \cdot n_v$

ve $n_v = 1$ olduğundan yanılgı $(-1,000000) + 1,000292 = 0,000292$'dir.

⑦ $\theta = 0$ ve $m \geq 0$ alalım.

Bu durumda formül $2nd = \frac{1}{2}\lambda$ halini alır Verilenleri yerine koyarsak $2 \cdot 1,38 \cdot d = \frac{1}{2} \cdot 5500$ de

$d = 996,4$ Å olarak bulunur.

⑧ $r = \sqrt{R(m+\frac{1}{2})\lambda}$ eşitliği gereğince λ arttıkça r'de artar.

KAYNAKÇA: Fundamentals of Physics (Halliday, Resnick)
University Physics (Sears, Zemansky, Young)
Physical Optics (R. Wood)
Introduction to Modern Optics (Ghatak)

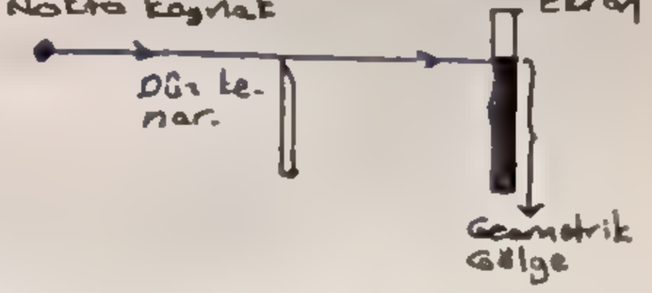
unacceptable

DENEYİN ADI: Işığın Kırınımı

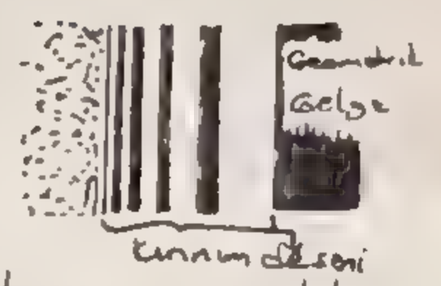
DENEYİN AMACI: Işığın Kırınımı olayını öğrenmek;
Tek ve Çift yarıklardan oluşan kırınım olaylarını incelemek;
Kırınım Ağı ve Delikler Ağları yardımıyla oluşturulan kırınım desenlerini gözlemlemek;
Gözlemlerden elde edilen veriler doğrultusunda istenenleri hesaplamak.

KURAMSAL BİLGİ: Kırınım olayı koherent bir kaynaktan yayılan bir ışığın kendi dalga boyu mertebesinde (eşit ya da daha küçük) aralığa sahip bir yarıktan geçerken Huygen's ilkesine göre genişleyerek ilerlemesi olarak tanımlanabilir. Huygen's ilkesi ise şu şekilde tanımlanır: 'Bir dalga cephesinin herbir noktası ikincil dalga kaynakları olarak algılanabilir öyleki bu ikincil kaynaklardan yayıldığı varsayılan dalgalar birincil dalga ile aynı yayılma doğrultusuna hıza ve faz bağıntısına sahiptir'.

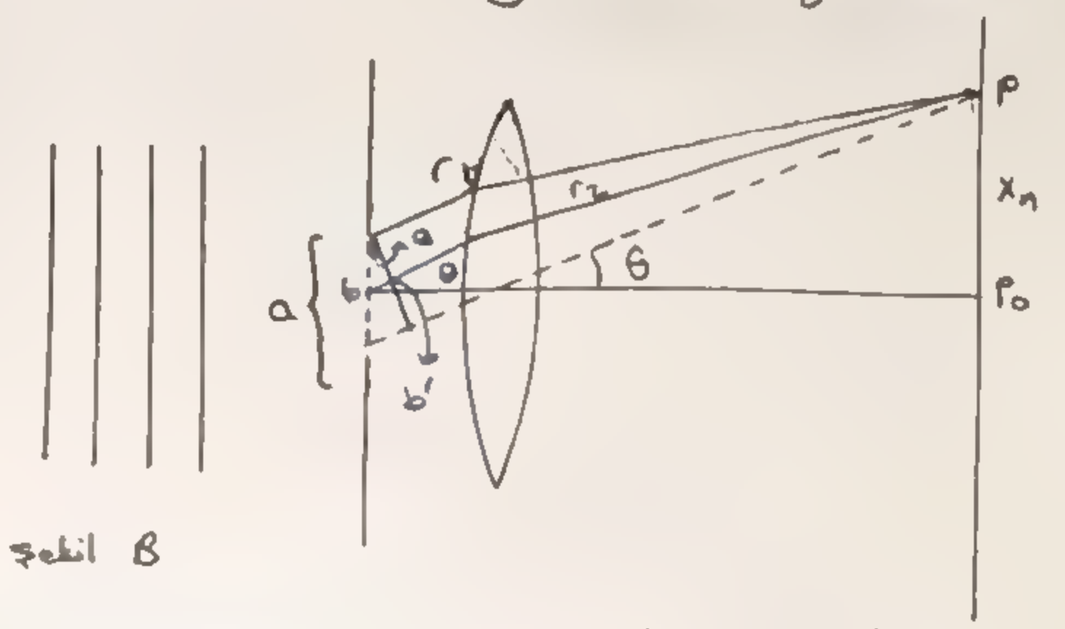
Örnek olarak bir jiletin kenarını monokromatik nokta bir kaynakla aydınlatacak olursak jiletin arkasındaki ekran üzerinde geometrik gölgeden hemen sonra parlak bir bölgeyle başlayıp ardından karanlık, aydınlık,..etc. şeklinde sıralanan bir kırınım deseni gözlemleriz. (bkz. Şekil A). Böyle bir olayı günlük hayatta kullanılan bir ışık kaynağı ile görmek mümkün değildir. Çünkü bu olayda lamba yüzeyinden yayılan herbir ışık kendi kırınım desenini oluşturacak ama üst üste binmeler sonucunda hiçbir kırınım deseni gözlenemeyecektir.



Şekil A



Şimdi ilk olarak tek bir yarığın olduğu ve bu yarıktan geçen ışığın oluşturduğu kırınım desenini ve bununla ilgili matematiksel bağıntıları inceleyelim. (bkz. şekil B) İncelemelerde matematiksel bağıntılarda kolaylık sağlaması nedeniyle Fraunhover kırınım sistemleri esas alındı.

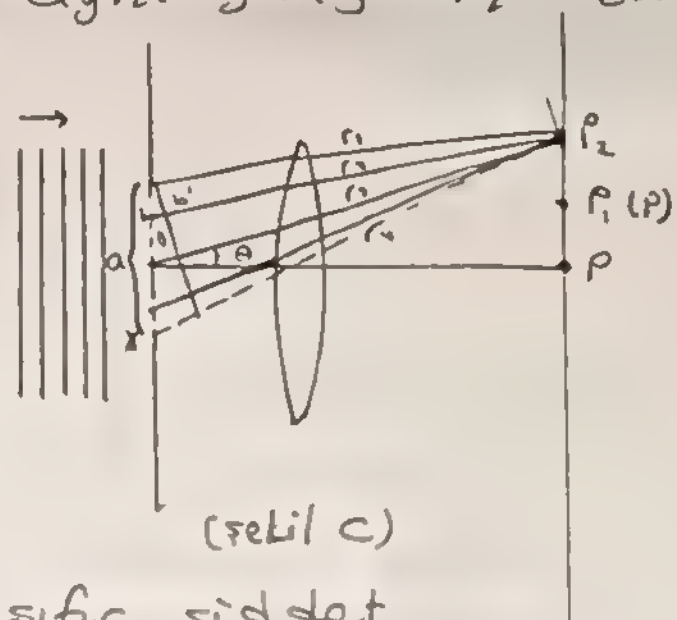


Şekil B

Şekilde genişliği a olan bir yarığa gelen dalgalar görülüyor. İlk olarak dikkatimizi P_o'da toplayalım. Huygens' ilkesi-

ne göre yarıktan yayılan paralel yatay ışınlar P_0'da odaklanacaktır. Tüm bu ışınlar aynı optik yolu izleyeceklerinden ve aynı fazla yarıktan ayrıldıklarından P_0'da da aynı fazda olacaklardır. Bu nedenle kırınım çiftinin P_0'da max. (aydınlık) oluşturması beklenir. Şimdi P noktasına bakalım. Buraya gelen ışınların yarıktan θ açısı ile ayrıldıklarını kabul edelim. (θ, XP tarafından belirlenir çünkü şekilden görüldüğü gibi merceğten sapmadan geçer). r_1'in yarığın üst noktasından ve r_2'nin de ortasından geldiğini varsayalım. Eğer θ açısı $bb' = \frac{1}{2}\lambda$ olacak şekilde seçilirse r_1 ve r_2 faz dışı kalacak ve P_1'de hiçbir etki gözlenemeyecektir. Aslında yarığın üstündeki her ışın, yarığın altındaki bir ışın ile birbirini faz dışı bırakır.

Sonuç olarak P_1 ilk min. olacaktır. Şiddet değeri bu nedenle sıfır olacaktır. Bu durumda şekilden $\frac{a}{2}\sin\theta = \frac{\lambda}{2} \Rightarrow$ $a\sin\theta = \lambda$ olduğu görülür. Formülden görüleceği gibi merkezi saçak genişliği yarığın daralmasıyla genişleyecektir. Çünkü a'nın azalışı θ'yı arttırır. $a = \lambda$ olduğunda $\theta = 90°$ olur ve merkezi max. bir hemisphere'in önden görünüşüne benzer. Şimdi aynı yarığı 4 parçaya ayırıp her parça üzerinden çıkan ışınlar için kırınım olayını inceleyelim. (bkz. Şekil c). θ $bb' = \frac{1}{2}\lambda$ olacak şekilde seçilsin r_1 ve r_2 P_2'de birbirlerini söndürecektirler. Yine r_3 ve r_4'de birbirlerini P_2'de söndürecektirler. Bu durum $\frac{a}{4}\sin\theta = \frac{\lambda}{2}$ ve $a\sin\theta = 2\lambda$ ile verilir. Genelleme ile sıfır şiddet noktalarını $a\sin\theta = m\lambda$ şeklinde veririz

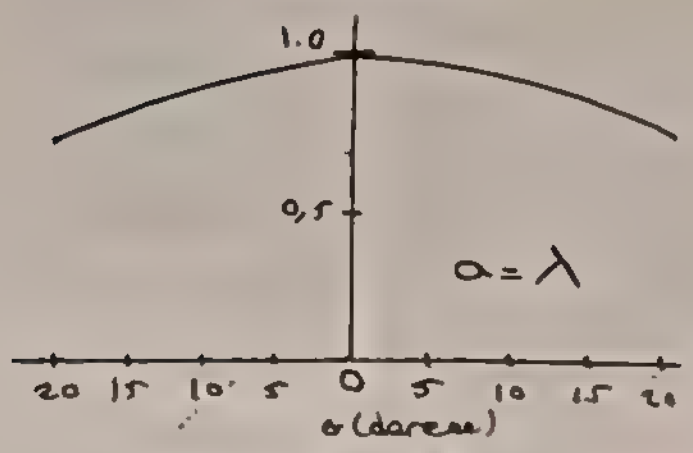


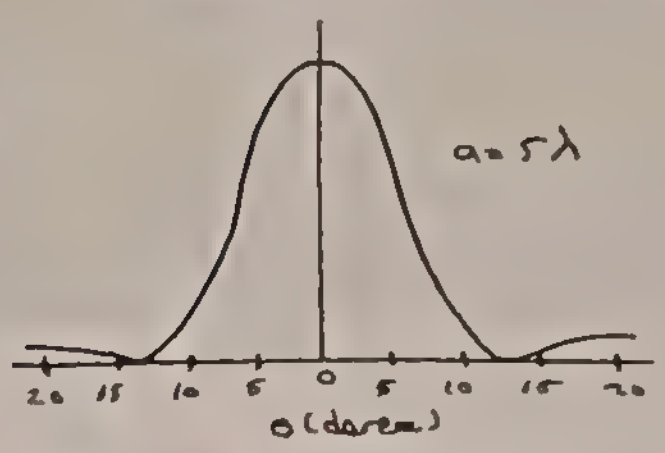
(Şekil c)

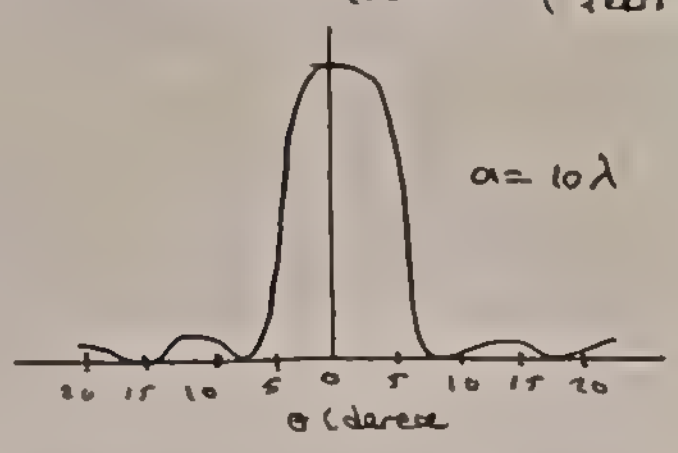
Yarığı n parçaya bölüp bunların büyüklüğünü $\Delta x << \lambda$ kabul edersek; $\frac{\text{faz farkı}}{2\pi} = \frac{\text{yol farkı}}{\lambda}$ olur.

Faz farkı $\Delta\phi$ ise; $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta x \sin\theta)$ olacaktır.
Görüldüğü gibi merkez için $\theta = 0$ ve $\Delta\phi = 0$ olur.

Böyle bir durum için $\alpha = \frac{1}{2}\phi$ olmak üzere $\alpha = \frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta$ ve şiddet $I_\theta = I_m\left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)^2$ ile verilir. Şekil D'de a'nın değişik büyüklüklerinde θ açısına göre göreceli şiddet eğrileri verilmiştir

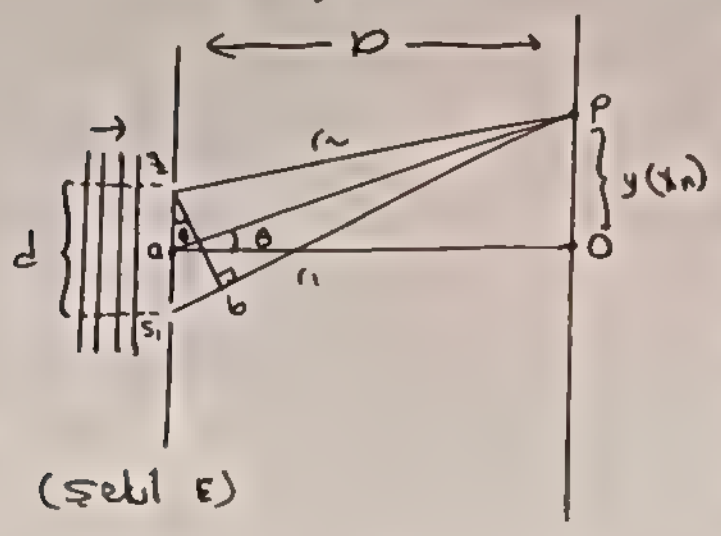






(şekil D)

Şimdi çift yarıkta oluşan kırınım olayını inceleyelim. (bkz. şekil E)



(şekil E)

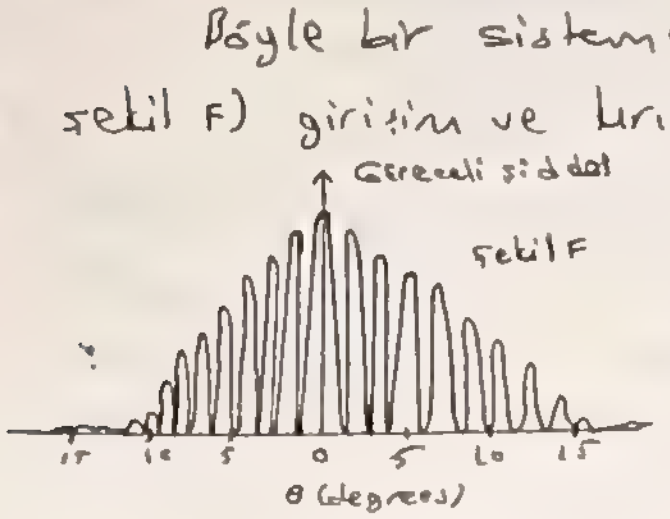
P S_2 ve S_1'den r_2 ve r_1 kadar uzaklıkta olan herhangi bir nokta olsun. S_1'den S_1P'ye dik inerset S_2P ve bP bir birine eşit olur. d/D oranı çok küçükse S_2b r_1 ve r_2'ye dik kabul edilebilir. Yani S_1S_2b PaO'ya eşit alınabilir. Bu eşitlik r_1 ve r_2'yi paralel kılmamıza neden olur. (Eğer d<<D şartını sağlayamıyorsak mercek kullanırız)

S_1 ve S_2'den çıkan ışıklar aynı fazlı olmalarına rağmen P noktasında r_1 ve r_2 farkından dolayı aralarında bir faz farkı oluşur. Bu fark S_1b'dir. P'de bir max. varsa ($S_1b = d\sin\theta$'dır)

$S_1b = m\lambda$ $(m = 0, 1, 2 \ldots)$ buradan $d\sin\theta = m\lambda$ olmalıdır. Eğer P'de bir min. varsa $d\sin\theta = (m+\frac{1}{2})\lambda$ $(m = 0, 1, 2 \ldots)$ olmalıdır. Eğer θ yeterince küçükse $\sin\theta \cong \tan\theta \cong \theta$ olarak alınabilir.

$\tan\theta = \frac{y}{D} \Rightarrow y = m\frac{\lambda D}{d}$ $(m = 0, 1, 2)$ max için gözlenebilen iki max arası uzaklık $\Delta y = y_{m+1} - y_m = \frac{\lambda D}{d}$ olur.

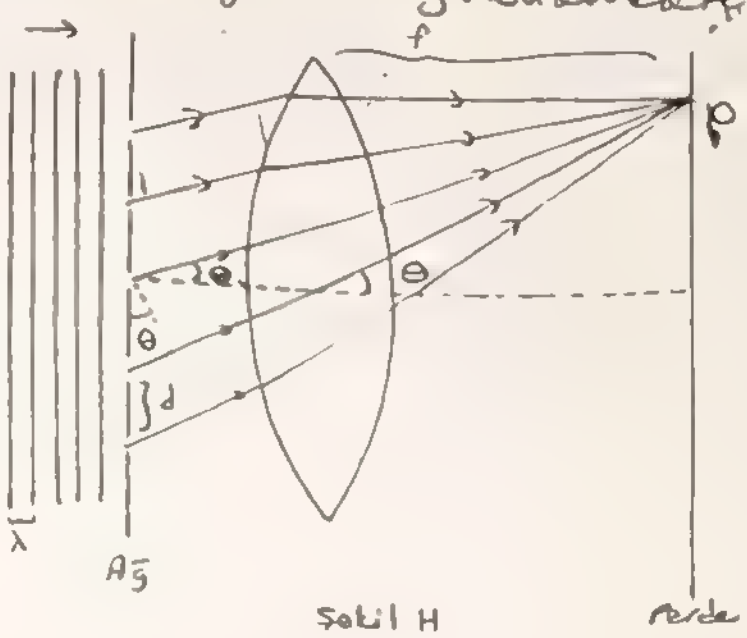
Böyle bir sistemde $a = 5\lambda$ için göreceli şiddet eğrisi (bkz şekil F) girişim ve kırınım faktörlerinin toplamıdır. Böyle bir durum için oluşacak kırınım deseni şekil G'de verilmiştir.



(şekil G)

Görüldüğü gibi aydınlık bölgeler içindeda karanlık bölgeler gözükmektedir.

Artık kırınım ağını inceleyebiliriz. (bkz. şekil H) Böyle bir durumda N sayısı arttıkça gözlenen max bölgelerin keskinleri belirginleşir yani aydınlıktan karanlığa geçiş net bir biçimde olur. Böyle bir sistem için verilen eşitlikler çift yarıktaki ile aynıdır.



$d\sin\theta = m\lambda$ $(m=0,1,2..)$ ile aydınlık saçaklar verilir. Böyle bir sistemde ϕ for olmak üzere $\Delta\phi = 2\pi/N$ ile verilir. Yol farkı $\Delta\ell$ ise $\Delta\ell = \lambda/N$ şeklindedir. Şekil H'den görüldüğü gibi ilk minimumda yol farkı $\Delta\ell$'dir ve $d\sin\Delta\theta_0$ ile verilir. Buradan $d\sin\theta_0 = \lambda/N$ yazabiliriz. Böylece $\sin\Delta\theta_0 = \lambda/Nd$ olur $N \gg 1$ olduğundan $\sin\Delta\theta_0$ çok çok küçük olacaktır. Bu durumda $\Delta\theta_0 = \lambda/Nd$ yazılabilir. Bu formül en genel şekliyle $\Delta\theta_m = \lambda/Nd\cos\theta_m$ ile belirlenir. Buradan görülebileceği gibi verilen bir λ ve d değeri için N sayısının artışı $\Delta\theta_m$'i azaltacak, buna bağlı olarak aydınlık saçak kenarları keskin bir görünüm alacaktır.

DENEYİN YAPILIŞI:

I. Bölüm: TEK YARIKTA KIRINIM:

Bu bölümde seçtiğimiz iki ayrı yarık için lazer demetini bunlara yönel tered şiddet maximumlarını (X_n) ölçtük (yarıklar tektir)

VERİLER VE VERİLERİN GÖRÜNTÜLENMESİ:

I için;

X_n (cm)					
n	1	2	3	4	5
X_n	2,00	3,40	4,75	6,10	7,65

II için;

X_n (cm)					
n	1	2	3	4	5
X_n	1,00	1,80	2,50	3,20	3,80

Her iki yarığın perdeye olan uzaklıkları $\ell = 205,1$ cm idi. Kuramsal bilgide şekil 8'den $tg\theta_n = \frac{X_n}{\ell}$ yazılabileceği görülür. θ_n değeri küçük olduğundan $tg\theta_n$ değerlerini $\sin\theta_n$ değerlerine eşit alabiliriz.

I için; $\sin\theta_1 = 98\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_2 = 166\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_3 = 231\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_4 = 297\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_5 = 373\cdot10^{-4}$

II. için; $\sin\theta_1 = 49\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_2 = 88\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_3 = 122\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_4 = 156\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_5 = 190\cdot10^{-4}$

olur Aydınlık saçaklar için tek yarıkta formülümüz $a\sin\theta = (n+\frac{1}{2})\lambda$ olup n'in $\sin\theta$'ya bağlı grafiğini çizerek eğimden $\frac{a}{\lambda}$ yı bulabiliriz. Kullandığımız lazerin dalga boyu 6328 Å dur. (University Physics; Sears, Zemansky, Young; Chapter 41). Böylece a yarık genişliğini hesaplamak mümkündür.

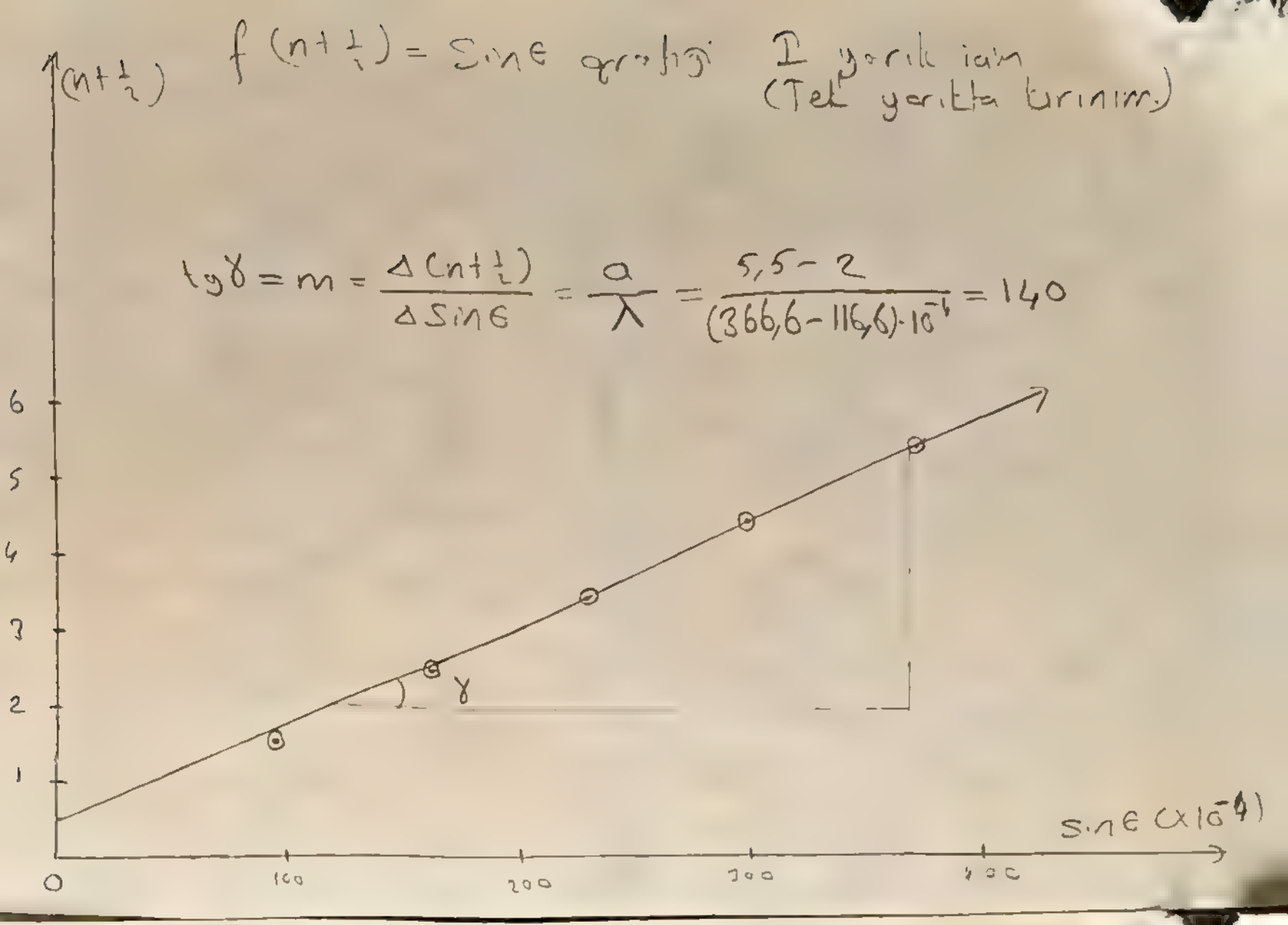
I. için; $\frac{a}{\lambda} = 140$ $a = 140\cdot6328\cdot10^{-8}$ $a = 8,86\cdot10^{-3}$ cm.

II. için; $\frac{a}{\lambda} = 268$ $a = 268\cdot6328\cdot10^{-8}$ $a = 16,96\cdot10^{-3}$ cm.

Görüldüğü gibi yarık genişliği a'nın artışı saçakların (n_x) merkeze yaklaşmasına neden oluyor.

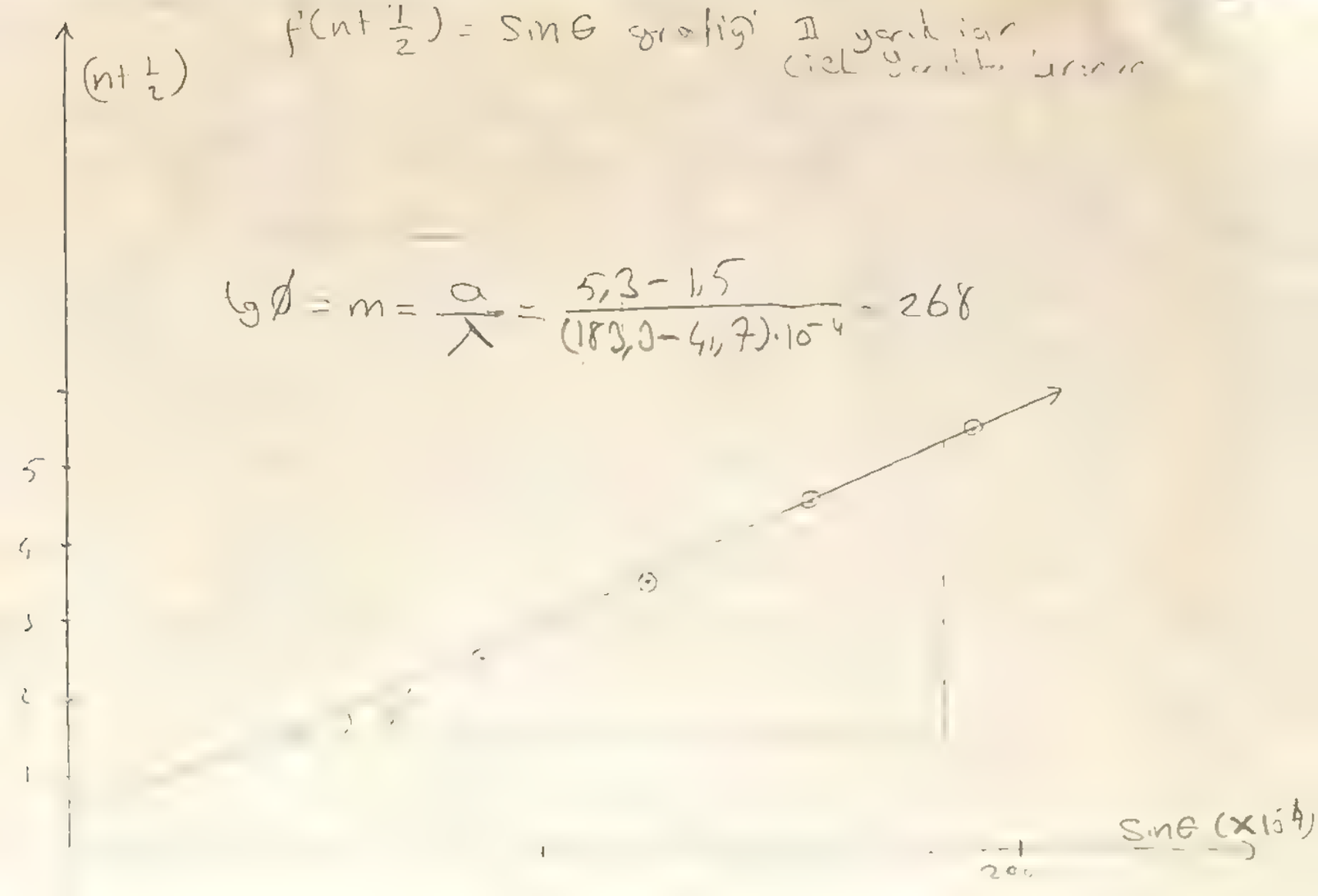
$f(n+\frac{1}{2}) = \sin\theta$ grafiği II yarık için (Tek yarıkta kırınım)

$$\operatorname{tg}\gamma = m = \frac{\Delta(n+\frac{1}{2})}{\Delta \sin\theta} = \frac{a}{\lambda} = \frac{5{,}5-2}{(366{,}6-116{,}6)\cdot 10^{-4}} = 140$$



$f(n+\frac{1}{2}) = \sin\theta$ grafiği II yarık için (Tek yarıkta kırınım)

$$\operatorname{tg}\phi = m = \frac{a}{\lambda} = \frac{5{,}3-1{,}5}{(183{,}3-41{,}7)\cdot 10^{-4}} = 268$$



$d\sin\theta = m\lambda$ $(m=0,1,2..)$ ile aydınlık saçaklar verilir. Böyle bir sistemde ϕ fark olmak üzere $\Delta\phi = 2\pi/N$ ile verilir. Yol farkı $\Delta\ell$ ise $\Delta\ell = \lambda/N$ şeklindedir. Şekil H'den görüldüğü gibi ilk minimumda yol farkı $\Delta\ell$'dir ve $d\sin\Delta\theta_0$ ile verilir. Buradan $d\sin\theta_0 = \lambda/N$ yazabiliriz. Böylece $\sin\Delta\theta_0 = \lambda/Nd$ olur $N \gg 1$ olduğundan $\sin\Delta\theta_0$ çok çok küçük olacaktır. Bu durumda $\Delta\theta_0 = \lambda/Nd$ yazılabilir. Bu formül en genel şekliyle $\Delta\theta_m = \lambda/Nd\cos\theta_m$ ile belirlenir. Buradan görülebileceği gibi verilen bir λ ve d değeri için N sayısının artışı $\Delta\theta_m$'i azaltacak, buna bağlı olarak aydınlık saçak kenarları keskin bir görünüm alacaktır.

DENEYİN YAPILIŞI:

I. Bölüm: TEK YARIKTA KIRINIM:

Bu bölümde seçtiğimiz iki ayrı yarık için lazer demetini bunlara yönelterek şiddet maximumlarını (X_n) ölçtük. (Yarıklar tektir)

VERİLER VE VERİLERİN GÖRÜNTÜLENMESİ:

I için;

X_n (cm)					
n	1	2	3	4	5
X_n	2,00	3,40	4,75	6,10	7,65

II için;

X_n (cm)					
n	1	2	3	4	5
X_n	1,00	1,80	2,50	3,20	3,90

Her iki yarığın perdeye olan uzaklıkları $\ell = 205,1$ cm idi. Kuramsal bilgide şekil B'den $tg\theta_n = \frac{X_n}{\ell}$ yazılabileceği görülür. θ_n değeri küçük olduğundan $tg\theta_n$ değerlerini $\sin\theta_n$ değerlerine eşit alabiliriz.

I için; $\sin\theta_1 = 98\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_2 = 166\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_3 = 231\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_4 = 297\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_5 = 373\cdot10^{-4}$

II. için; $\sin\theta_1 = 49\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_2 = 88\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_3 = 122\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_4 = 156\cdot10^{-4}$
$\sin\theta_5 = 190\cdot10^{-4}$

olur Aydınlık saçaklar için tek yarıkta formülümüz $a\sin\theta = (n+\frac{1}{2})\lambda$ olup n'in $\sin\theta$'ya bağlı grafiğini çizerek eğimden $\frac{a}{\lambda}$ yı bulabiliriz. Kullandığımız lazerin dalga boyu 6328Å dur. (University Physics; Sears, Zemansky, Young; Chapter 41). Böylece a yarık genişliğini hesaplamak mümkündür.

I. için; $\frac{a}{\lambda} = 140$ $a = 140\cdot6328\cdot10^{-8}$ $a = 8,86\cdot10^{-3}$ cm.

II. için; $\frac{a}{\lambda} = 268$ $a = 268\cdot6328\cdot10^{-8}$ $a = 16,96\cdot10^{-3}$ cm.

Görüldüğü gibi yarık genişliği a'nın artışı saçakların (n_x) merkeze yaklaşmasına neden oluyor.

2. Bölüm: ÇİFT YARIKTA KIRINIM

Bu bölümde lazer demetini seçtiğimiz bir çift yarık sistemine doğrultarak I. bölümdeki ölçümleri aldık. Aynı işlemi bir başka çift yarık için tekrarladık.

VERİLER VE VERİLERİN GÖZLEMLENMESİ

I. için; (X_n) (cm)

n	1	2	3	4	5
x_n	1,75	3,50	5,15	6,90	8,75

II. için; x_n (cm)

n	1	2	3	4	5
x_n	2,25	4,25	6,35	8,50	10,75

Her iki yarığın perdeye olan uzaklıkları $\ell = 205,1$ cm. idi. Kuramsal bilgide şekil E'den $tg\,\theta_n = \frac{x_n}{\ell}$ yazılabileceği görülür, θ_n değerleri yine küçük olduğundan $tg\,\theta_n = \sin\theta_n$ yazılabilir. Buradan;

I. için; $\sin\theta_1 = 9 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_2 = 17 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_3 = 26 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_4 = 34 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_5 = 43 \cdot 10^{-3}$

II. için; $\sin\theta_1 = 11 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_2 = 21 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_3 = 31 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_4 = 41 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_5 = 52 \cdot 10^{-3}$

olur. Çift yarıkta aydınlık saçaklar için formül $d \sin\theta = n\lambda$ olup $\sin\theta$'ya karşı n grafiğini çizerek eğimden $\frac{d}{\lambda}$'yı bulabiliriz. Buradan d yarıklar arası uzaklığı hesaplamak mümkündür.

I. için; $\frac{d}{\lambda} = 116,7$

$d = 116,7 \cdot 6328 \cdot 10^{-7}$
$d = 7,38 \cdot 10^{-3}$ cm.

II. için; $\frac{d}{\lambda} = 97,1$

$d = 97,1 \cdot 6328 \cdot 10^{-7}$
$d = 6,14 \cdot 10^{-5}$ cm.

Yarıklar arası uzaklık arttıkça şiddet noktaları (n_λ)'ler merkeze yaklaşıyor.

3. Bölüm: KIRINIM AĞI

Bu bölümde lazeri iki ayrı kırınım ağına yönelterek kırınım desenlerini gözlemledik ve ölçümleri aldık.

I. Ağ için; x_n (cm)

n	1	2	3	4	5
x_n	6,5	12,8	19,6	26,3	32,8

II. Ağ için; x_n (cm)

n	1	2	3	4	5
x_n	3,3	6,5	9,7	13,0	16,5

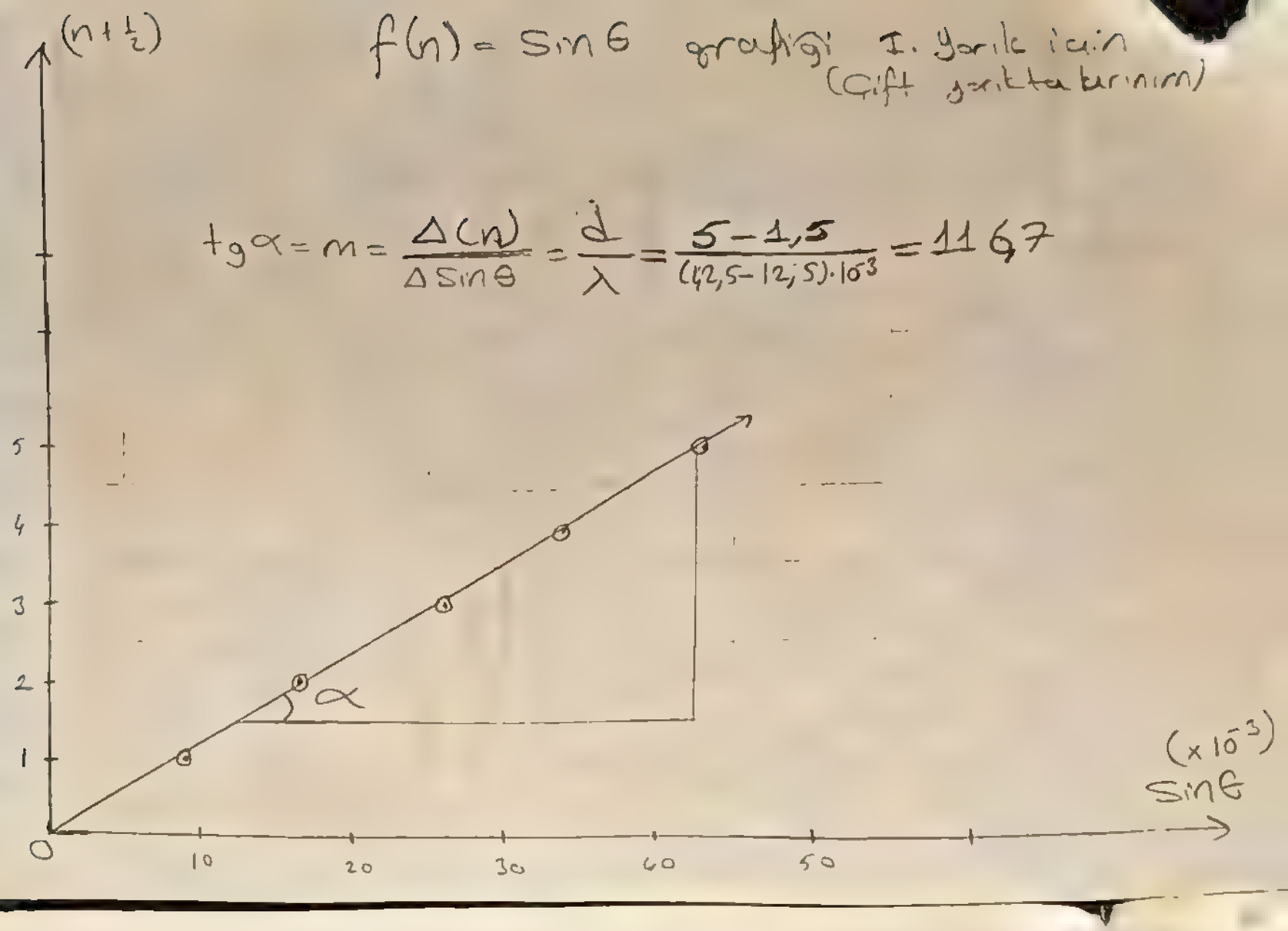
Her iki ağın perdeye olan uzaklıkları $\ell = 205,1$ cm. ve ağ büyüklüğü $b = 0,5$ cm. idi. Böyle bir sistem içinde $tg\,\theta_n = \frac{x_n}{\ell}$ formülü kullanılabilir. Buradan;

I. için; $\sin\theta_1 = 32 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_2 = 62 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_3 = 95 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_4 = 127 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_5 = 158 \cdot 10^{-3}$

II. için; $\sin\theta_1 = 16 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_2 = 32 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_3 = 47 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_4 = 63 \cdot 10^{-3}$
$\sin\theta_5 = 80 \cdot 10^{-3}$

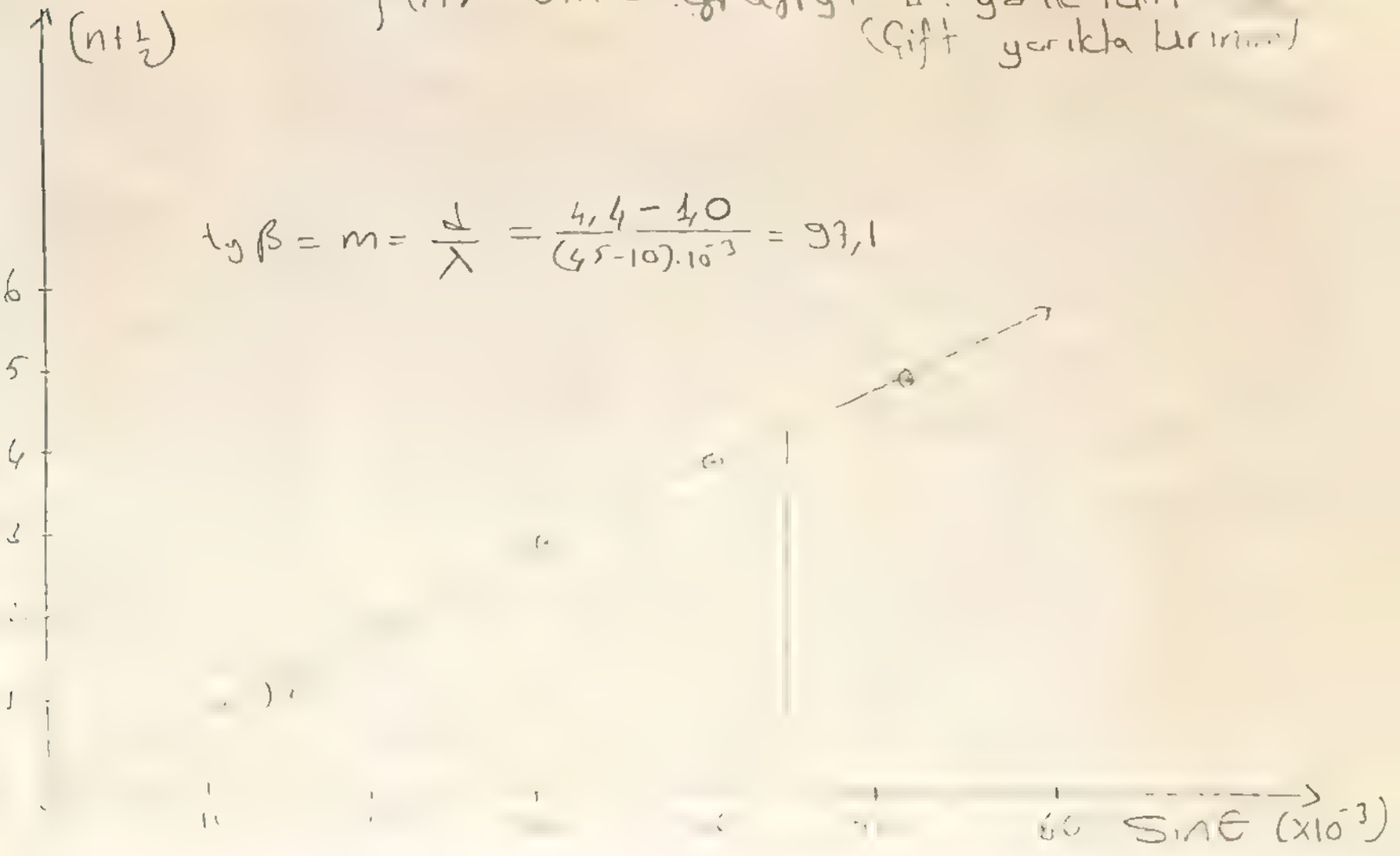
$f(n) = \sin\theta$ grafiği I. yarık için
(Çift yarıkta kırınım)

$$tg\,\alpha = m = \frac{\Delta(n)}{\Delta \sin\theta} = \frac{d}{\lambda} = \frac{5-1,5}{(42,5-12,5)\cdot 10^{-3}} = 116,7$$



$f(n) = \sin\theta$ grafiği II. yarık için
(Çift yarıkta kırınım)

$$tg\,\beta = m = \frac{d}{\lambda} = \frac{4,4-1,0}{(45-10)\cdot 10^{-3}} = 97,1$$



Buradan yarıklar arası uzaklık d'yi hesaplayabiliriz. Bu sistem için aydınlık için formül $d\sin\theta = n\lambda$ şeklindedir. $\sin\theta$'ya karşı n grafiği çizersek eğim bize $\frac{d}{\lambda}$'yı verir.

I. için; $\frac{d}{\lambda} = 38,8$

$d = 38,8 \cdot 6328 \cdot 10^{-8}$

$d = 2,46 \cdot 10^{-3}$ cm.

II. için; $\frac{d}{\lambda} = 62,7$

$d = 62,7 \cdot 6328 \cdot 10^{-8}$

$d = 3,97 \cdot 10^{-3}$ cm.

değerleri bulunur. Buradan kırınım ağındaki yarık sayısını iyi bir yaklaşıklıkla Ağ büyüklüğü / Yarıklararası uzaklık $= \frac{b}{d}$ formülünden bulabiliriz.

I. için; Yarık sayısı $\cong \frac{b}{d} = \frac{0,5}{2,46 \cdot 10^{-3}}$

YS $\cong$ 203 adet

II. için; Yarık sayısı $\cong \frac{b}{d} = \frac{0,5}{3,97 \cdot 10^{-3}}$

YS $\cong$ 125 adet.

Görüldüğü gibi yarık sayısı $N >> 1$ olup kuramsal bilgide bahsettiğimiz gibi bu sayının artışı max. bölgelerin sınırlarının daha belirgin olusuna neden olur.

Bölüm 4: DELİKLER AĞLARI:

Kare biçimli yarık dizilerini kullanarak kırınım deseni gözledik. Daha sonra yarık genişliği daha büyük bir ağ kullanarak (aralıkları aynı) kırınım olayını yeniden gözledik.

VERİLER VE VERİLERİN GÖZÜMLENMESİ

I. Ağ;

x_n (cm)			
n	1	2	3
x_n	2,3	4,5	7,0

II. Ağ;

x_n (cm)			
n	1	2	3
x_n	2,4	4,5	6,9

Görüldüğü gibi yarık genişliği daha büyük bir ağ kullandığımızda max. noktalar yine aynı uzaklıkta çıkıtlar Ama bu defa oluşan kırınım deseninde daha fazla kısım görüktü.

Şimdi $\sin\theta$ değerlerini hesaplayalım;

I. için; $\sin\theta_1 = 11 \cdot 10^{-3}$

$\sin\theta_2 = 22 \cdot 10^{-3}$

$\sin\theta_3 = 34 \cdot 10^{-3}$

II. için $\sin\theta_1 = 11 \cdot 10^{-3}$

$\sin\theta_2 = 21 \cdot 10^{-3}$

$\sin\theta_3 = 33 \cdot 10^{-3}$

Grafikten yarıklararası d uzaklıkları

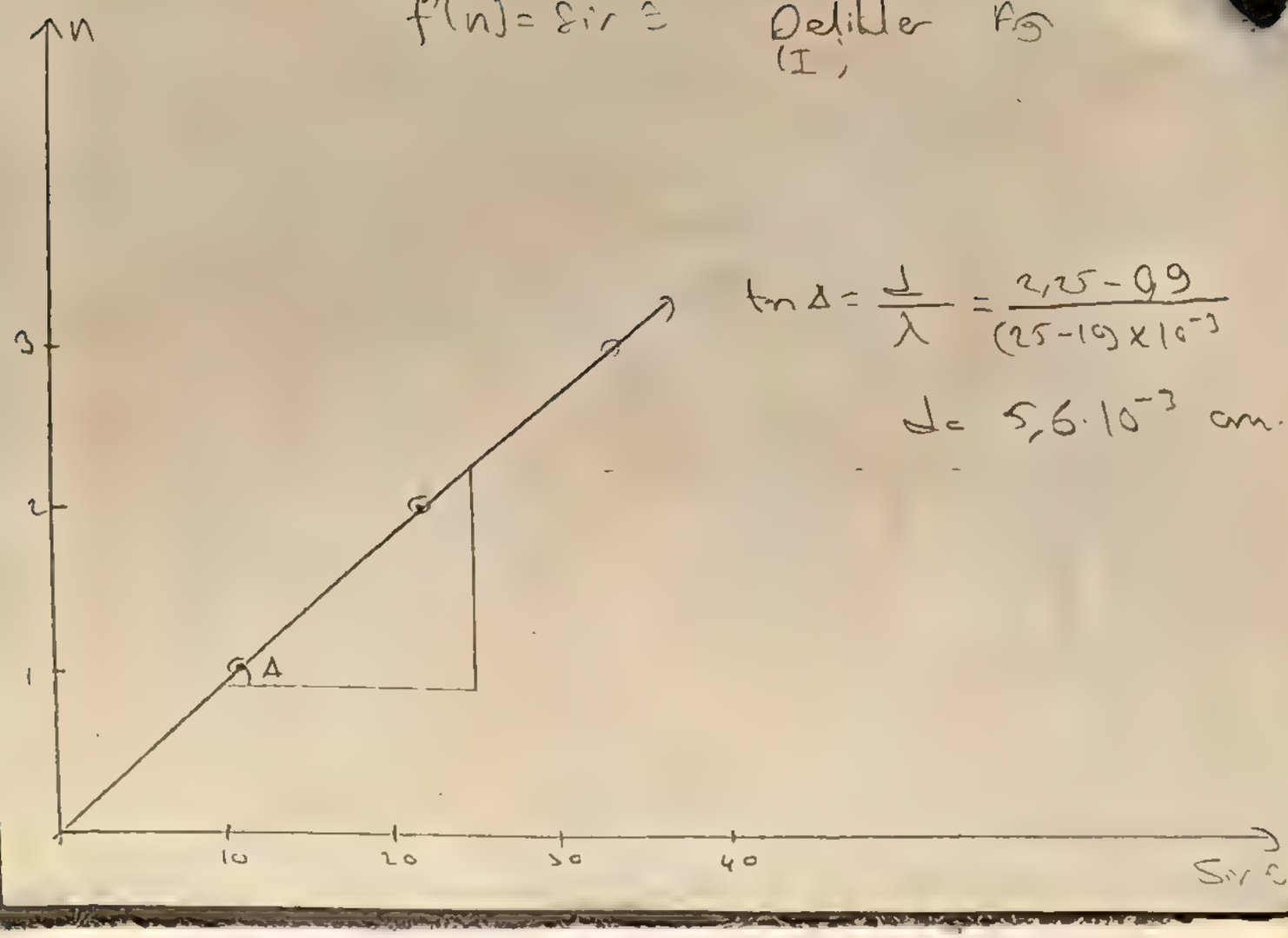
I için; $d = 5,6 \cdot 10^{-3}$ cm.

II. için; $d = 5,6 \cdot 10^{-3}$ cm

olarak bulunur.

YORUM: Bu deneyde çeşitli durumlar için kırınım olaylarını inceledik. Tek yarıkta kırınımın çok yarıklardakine göre farklı formüllerle ifade edildiğini gördük. Yarık sayısı arttıkça kırınım ağının oluşturduğu maximumların daha belirgin olduğunu gözlemledik

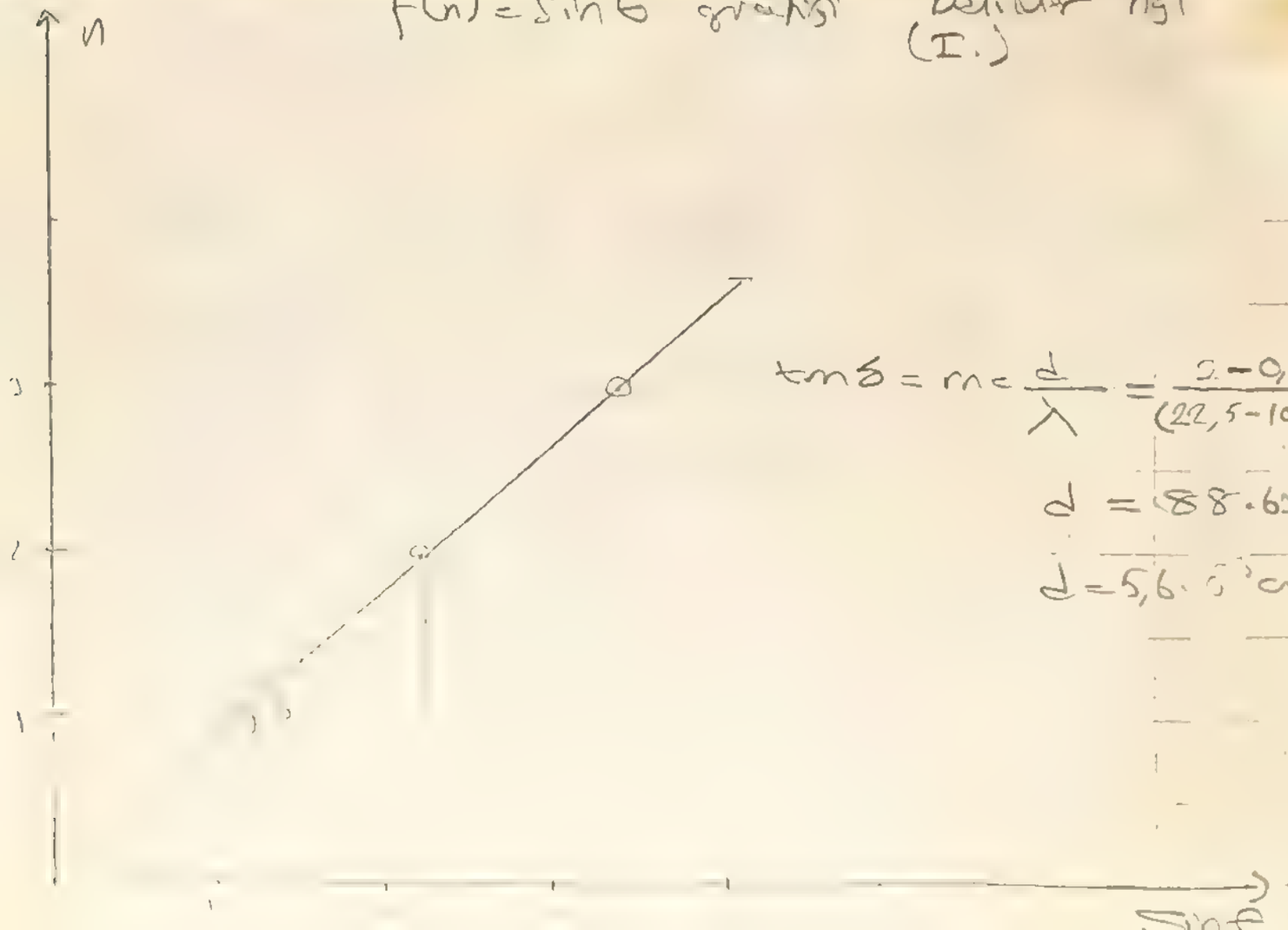
$f(n) = \sin\theta$ Delikler Ağı (I)



$$\tan\Delta = \frac{d}{\lambda} = \frac{2,25-0,9}{(25-10)\times10^{-3}}$$

$$d = 5,6\cdot10^{-3}\ \text{cm.}$$

$f(n) = \sin\theta$ grafiği Delikler Ağı (I.)

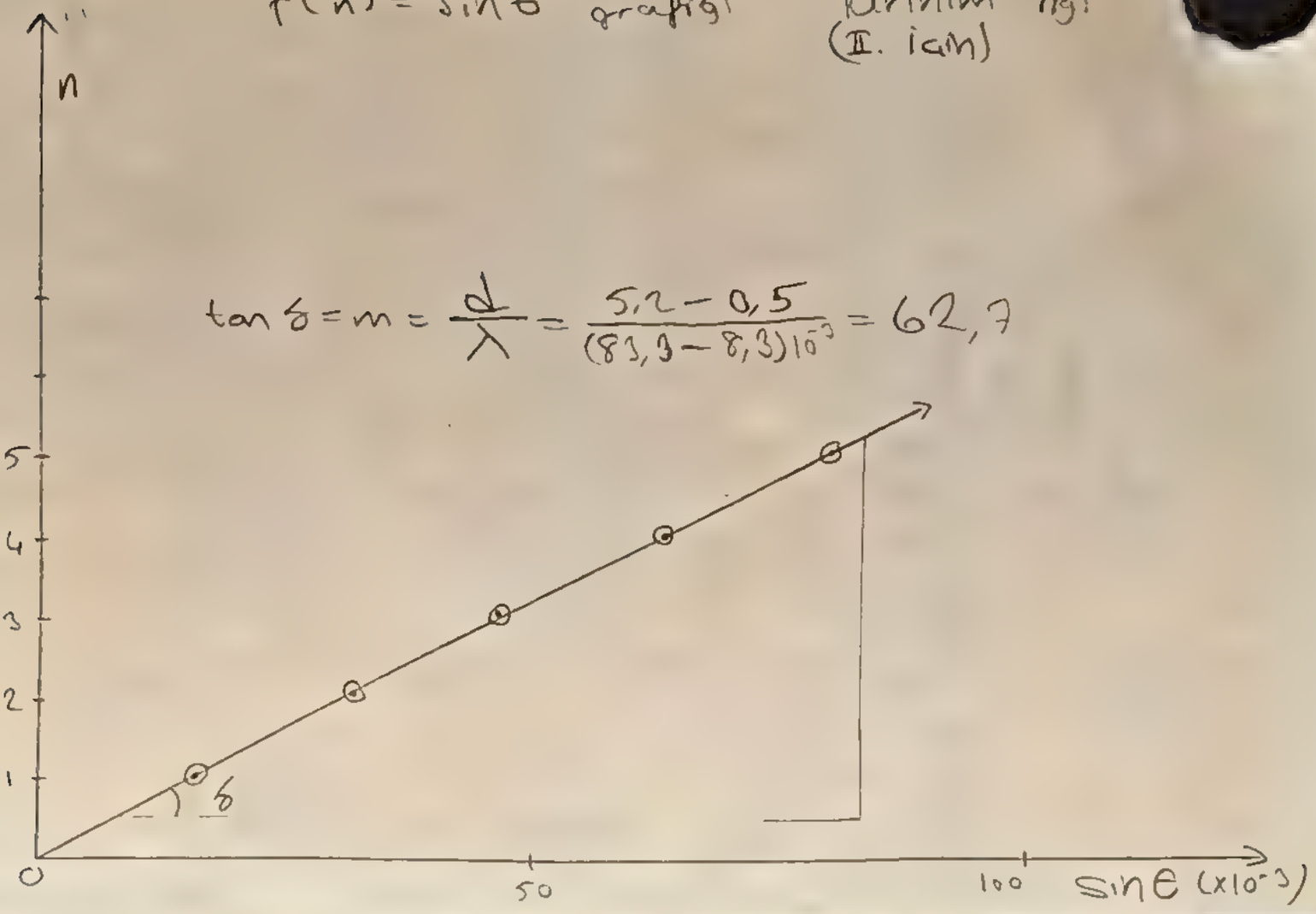


$$\tan\delta = m = \frac{d}{\lambda} = \frac{2-0,9}{(22,5-10)\cdot10^{-3}}$$

$$d = 88.6328\cdot10^{-3}$$

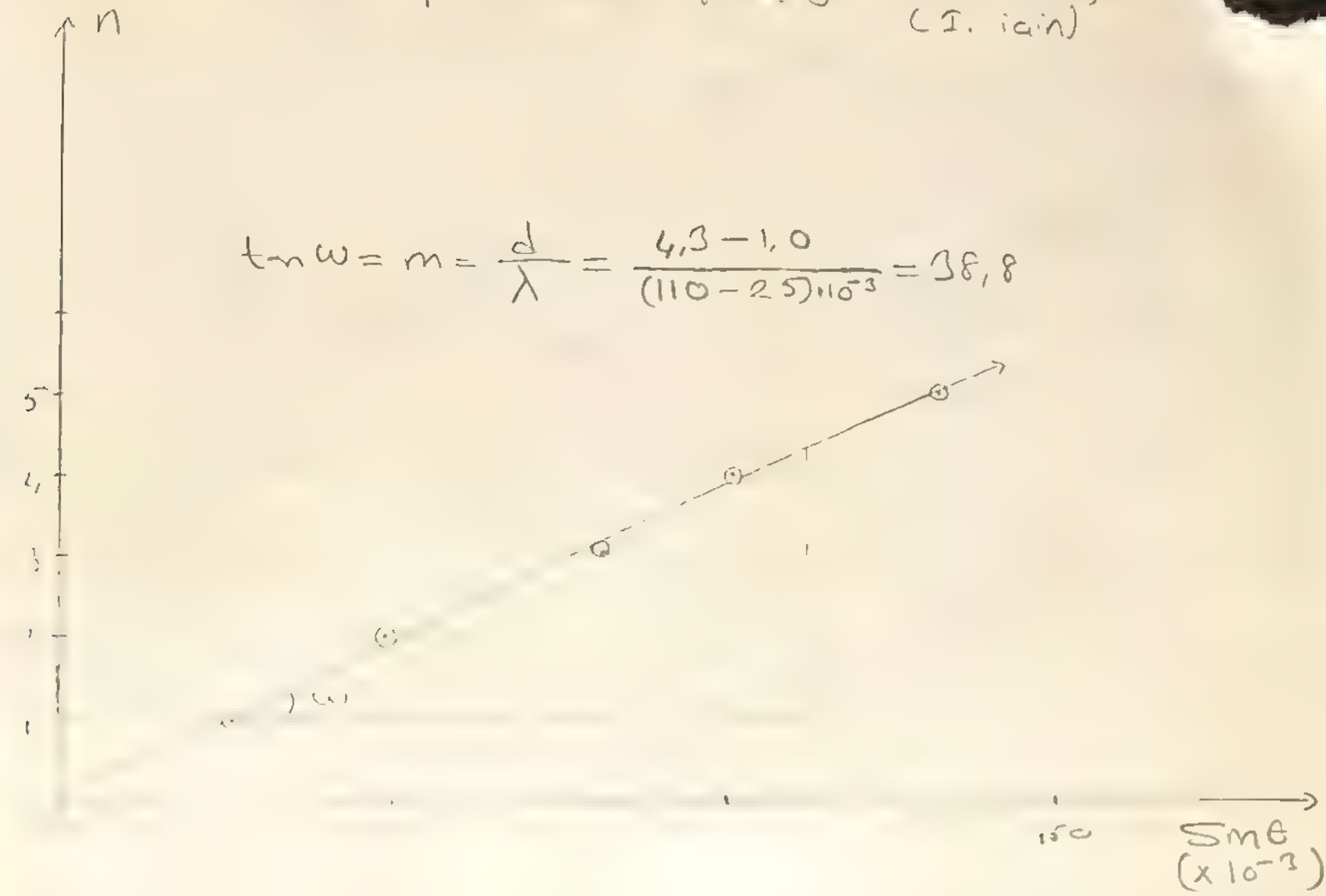
$$d = 5,6\cdot10^{-3}\ \text{cm.}$$

$f(n) = \sin\theta$ grafiği — Kırınım ağı (II. için)



$$\tan\delta = m = \frac{d}{\lambda} = \frac{5,2 - 0,5}{(83,3 - 8,3)10^{-3}} = 62,7$$

$f(n) = \sin\theta$ grafiği — Kırınım ağı (I. için)



$$\tan\omega = m = \frac{d}{\lambda} = \frac{4,3 - 1,0}{(110 - 25)10^{-3}} = 38,8$$

Çok yarıkta oluşan desenlerin kırınım ve girişim desenlerinin birleşimi olduğunu gördük.

CEVAPLAR

① Işık demeti yarıktan kırınım yaptıktan sonra ortam değiştirdiği için ayrıca kırılacaktır. Az yoğundan çok yoğun ortama geçiş olduğundan normale yaklaşarak kırılacağından saçaklar daralacaktır. daralma merkeze doğru olacaktır.

② Çift yarıkta kırınım aynı genişlik ve aralıktaki iki ayrı yarığın oluşturdukları kırınım desenlerinin bir perde üzerinde süperpozisyon prensibine göre üst üste binerek oluşturdukları girişimin bir sonucudur.

Tek yarık deseni I — T.Y.D (2) — Üst üste binmiş iki yarık deseni — iki yarıklı kırınım ağı deseni

③ Çukur düzlem merceği koyduğumuz zaman gelen dalganın paralelliği bozulur. Bu nedenle kırınım deseninin oluşması için gerekli olan faz ilişkilerinin değişmesi nedeni ile kırınım desenleri değişir.

4) Kırınım ve girişim yapan dalgalar arasında belirli bir faz bağıntısı olmalıdır.

5) Bunu kuramsal bilgide verdim.

KAYNAKLAR: An Introduction to Modern Optics, Ghatak
Fundamentals of Physics, Halliday Resnick
Physical Optics, R Wood

DENEYİN ADI: IŞIĞIN GİRİŞİMİ

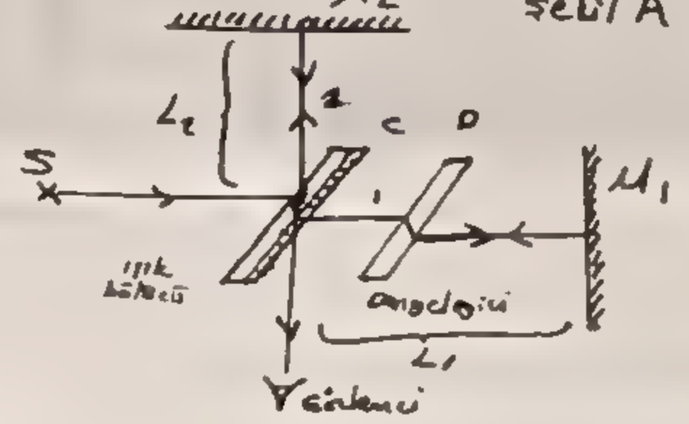
DENEYİN AMACI: Girişim olayını Michelson Interferometresi yardımıyla gözlemlemek;
Kutuplanmış ışıkların çeşitli durumlarında girişim olaylarını incelemek;
Bu yollarla istenilen nicelikleri elde etmek.

ARAÇLAR: He-Ne Laseri, düzlem iki ayna, ıraksak mercek, yarı gümüşlendirilmiş cam levha, polarizatörler.

KURAMSAL BİLGİ: 20-3 deneyinde birer kaynak gibi algılayabileceğimiz yarıkların oluşturduğu girişim olayına değindiğimiz için burada yalnızca Bu deneyde kullandığımız zaman koherentliğine bağlı olarak oluşan girişimden ve bununla ilgili olan Michelson interferometre düzeneğinden bahsedeceğim. Dalganın yayılma doğrultusunca ayrılmış bulunan noktaları arasındaki belirli faz bağıntısı bulunması zaman koherentliği olarak adlandırılır.

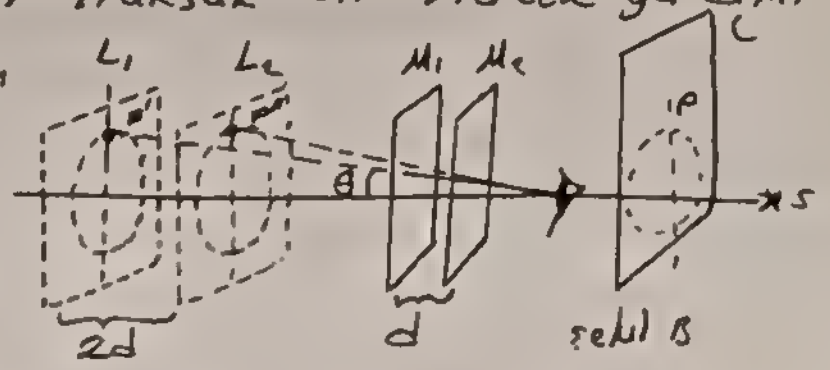
Bu tip koherentliği ve buna bağlı girişimi göstermek için uygun olan düzenek Michelson interferometresidir. (bkz Şekil A). Bu deneyde Young'unkinden farklı olarak tek bir nokta kaynak kullanılır. S monokromatik ışık kaynağından çıkan ışık ışını bir yüzü yarı gümüşlenmiş C cam levhasına gelir. Burada bir kısmı yansıyarak M_2 aynasına çarpar oradan yine yansıyan ışın gözlemciye gelir. Işık ışınının geri kalanı gümüşlenmiş yüzeyden geçerek D dengeleyicisinden M_1 aynasına ulaşır oradan yansıyan ışık aynı yoldan C'ye gelir. C'nin gümüşlenmiş yüzeyinden yansıyarak gözlemciye ulaşır. Dengeleyici D levhasının işlevi 1 ve 2 ışınlarının aynı kalınlıkta cam ortamından geçmelerini sağlamaktır. Bu nedenle D'nin kalınlığı C'ninki ile hemen hemen aynı tutulur. Burada M_2 hariç tüm sistem sabit tutulur. Eğer L_1 ve L_2 uzaklıkları eşit ve M_1 ve M_2 birbirine dikse M_1 ve M_2'nin oluşturdukları ikincil kaynaklar üst üste görülürler. Eğer L_1 L_2'ye eşit değil ve M_1 ve M_2 belirli bir açı yapıyorsa (90°'den farklı) oluşturdukları ikincil kaynaklarda belirli bir açı yapacaktır. Işığın dalga boyu λ ve M_1 ve M_2 arasındaki yerleşim 5-6 saat gözlenebilecek şekilde olsun Eğer M_2 $\lambda/2$'lik ileri veya geri aynatılırsa saçaklar sağa veya sola kayacaklardır. m saçak ve ve ayna x kadar aynatılırsa $x = m\frac{\lambda}{2}$ veya $\lambda = \frac{2x}{m}$ olur Kullanılan ışık monokromatikse D levhasına mutlak ihtiyaç yoktur. Ama beyaz ışıkta bu gereklidir. Çünkü beyaz

Şekil A



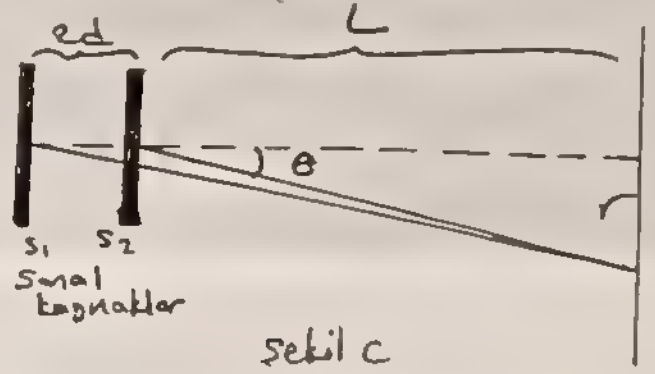
ışık birden çok dalga boyuna sahip ışıkların bileşiminden oluşur ve bunlar dalga boyu büyüklüklerine göre cam içinde farklı hızlara sahip olacaklardır. Bu nedenle 1 ve 2 ışık ışınlarının cam içindeki yollarını dengelemek gerekeceğinden D levhası kullanılmalıdır.

Bu deneyde monokromatik lazer demetini iraksak bir mercek yardımı ile genişleteceğimizden (extended light) oluşan desen dairesel olacaktır. (bkz. şekil B) Görüldüğü gibi noktasal S kaynağından gelen ışık mercek yardımıyla yayılmış (extended) tır. Buradan gelen ışık M_1 ve M_2 de ikili (L_1 ve L_2) sanal kaynak oluşturacaktır. Belirli bir nokta için bunlar arasındaki faz farkı sabittir. Eğer d M_1 ve M_2 arasındaki fark olursa L_1 ve L_2 arasında bu 2d olacaktır. Buradan bu iki ışık ışını arasındaki fark $2d\cos\theta$ olacaktır. Eğer bu ifade λ'nın tam katlarına eşitse yani $2d\cos\theta = m\lambda$ ise aydınlık halkaları görürüz.



şekil B

Şimdi m saçaklarının merkezden olan uzaklıkları ile bu nicelikler arasında bir bağıntı kuralım(bkz. şekil C).



şekil C

Yukarıda belirttiğimiz gibi $2d\cos\theta = m\lambda$ dır. $\cos\theta = 1 - \frac{\theta^2}{2!} + \frac{\theta^4}{4!} - \frac{\theta^6}{6!} \ldots$ dır.

Şekilden $\tan\theta = \frac{r}{L}$ olduğu görülür.

θ küçük olduğundan $\theta = \frac{r}{L}$ alınabilir. Yine θ küçüklüğünden $\cos\theta$ açılımında ilk iki terim sonrasını ihmal edip θ'yı yerine koyarsak $\cos\theta = 1 - \frac{r^2}{2L^2}$ olur. Buradan $2d\left(1 - \frac{r^2}{2L^2}\right) = m\lambda$ ve

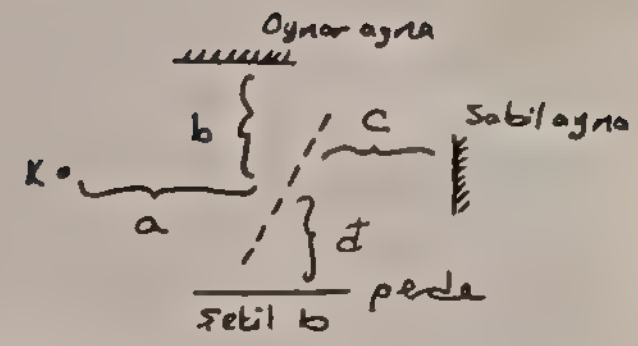
$$r_n^2 - r_{n+1}^2 = \frac{\lambda L^2}{d} \text{ olur.}$$

DENEYİN YAPILIŞI:

I. BÖLÜM: MICHELSON INTERFEROMETRESİ

interferometre düzeneğini kurduk. Lazeri çalıştırdığımızda duvarda iki leke oluştu. Hareketli aynayla oynayarak iki lekeyi üst üste bindirdik. Bundan sonra lazer önüne iraksak bir mercek yerleştirdik. Duvardaki desende oluşan halkaların merkezini bulana dek mercek konumu ile oynadık. Merkez konumu lazer merceğin merkezine düşünce sağlanıyordu. Bu durumda iken gerekli olan verileri aldık

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ:



Şekil b

Laserin bölücü levhaya uzaklığı = a = 39 cm.
Sabit aynanın bölücü levhaya uzaklığı = c = 280 cm.
Oynar aynanın bölücü levhaya uzaklığı = b = 13 cm.
Bölücü levhanın perdeye olan uzaklığı = d = 195 cm. (bkz. Şekil D)
Aydınlık saçakların merkezden olan uzaklıkları;

n	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6	n_7
X_n	0,4	0,7	1,0	1,3	1,5	1,7	1,9

X_n (cm)

Kuramsal bilgide gördüğümüz gibi $r_n^2 - r_{n+1}^2 = \frac{\lambda L^2}{d}$ idi.
Şimdi öncelikle her bir halka aralığı için hesaplamamızı yapalım. ($r_n = X_n$)

$r_{n+1}^2 - r_n^2 \Rightarrow (0,7)^2 - (0,4)^2 = 0,33\ cm^2$
$(1,0)^2 - (0,7)^2 = 0,51\ cm^2$
$(1,3)^2 - (1,0)^2 = 0,69\ cm^2$
$(1,5)^2 - (1,3)^2 = 0,56\ cm^2$
$(1,7)^2 - (1,5)^2 = 0,64\ cm^2$
$(1,9)^2 - (1,7)^2 = 0,72\ cm^2$ olur. Bu değerlerin ortalamasını alırsak $r_{n+1}^2 - r_n^2 \cong 0,575\ cm^2$ bulunur.

Yapılan uzaklık değer ölçümlerinden;
$L_{oynar} = a + 2b + d = 39 + 2 \cdot 13 + 105 = 260,0$ cm
$L_{sabit} = a + 2c + d = 39 + 2 \cdot 280,0 + 195 = 280,0$ cm.
Kuramsal bilgide göreceğimiz gibi $\frac{\lambda L^2}{d}$ formülünde L uzaklığı buradan L_{oynar} ve d uzaklığında $L_{sabit} - L_{oynar} = 20,0$ cm'dir.
λ He-Ne laseri için $6328 \cdot 10^{-8}$ cm olarak verilir. $d = 20,0/2 = 10$ olur.
Bu durumda $r_{n+1}^2 - r_n^2 = \frac{\lambda L^2}{d} = \frac{6328 \cdot 10^{-8} \cdot (260,0)^2}{10,0} = 0,428\ cm^2$ olarak bulunur.

Görüldüğü gibi iki ayrı yöntemle elde edilen sonuçlar arasında ufak da olsa bir fark oldu. Bunun nedenleri şu şekilde açıklanabilir. Birinci neden X_n değerlerini tam doğru ölçemememizdi. Çünkü perdedeki son görüntü sürekli titreme içindeydi. Diğer bir neden d değerini ölçerken yapılabilecek hata olabilir. Çünkü perde ile yansıtıcı arası uzaklık bir defada ölçülebilecek durumda değildi. Bu nedenle ölçümleri iki aşamada yaptık. Bu sırada hata meydana gelmiş olabilir. Bir üçüncü neden işlemlerde karışıklığa yol açmamak ve kullandığımız camın kırılma indisini bilmememiz nedeni ile her iki ışığın yansıtıcı içinde aldıkları yolu hesaplamalara katmadık. (İlk nedende belirttiğimiz titremelerin nede-

nini yorumda açıkladım.)

BÖLÜM 2: KUTUPLANMIŞ IŞIĞIN GİRİŞİMİ:

Bu bölümde aynalar ve lazer önüne çeşitli konumlarda polarizatörler koyarak oluşan durumları inceledik.

VERİLER VE VERİLERİN GÖZLEMLENMESİ:

İlk durumda iki polarizatörü polarizasyon eksenleri aynı yönlü olmak üzere iki aynanın önüne koyduk. Bu durumda tek bir düzlemdeki $\vec{E}$ alan bileşenleri geçirileceğinden ve bunlar her iki aynadan gelen ışınlar için aynı yönde olacağından perdede yine girişim deseni görürüz. Bunu yukarıda bahsettiğimiz nedenden dolayı bu iki polarizatör olmadığı durumunkinin yarısı şiddette olur.

Eğer bunlardan birini diğeri ile dik olacak şekilde yerleştirirsek iki ayrı düzlemde kutuplanmış iki ayrı ışık elde ederiz. Girişim olayı dalgaların cebirsel olarak toplanması (üst üste binmesi) olduğundan bunlar perde üzerinde desen oluşturmayacaklardır.

3. durumda iki polarizatör yaprak konumdayken lazerin önüne bunlarla 45°'lik açı yapan diğer bir polarizatör koyduk. Bu durumda bundan 45°'lik açı altında polarize edilen ışık diğer iki polarizatöre geldiklerinde bunların polarizasyon eksenlerindeki bileşeni geçirileceğinden sonuçta birbirine dik polarize olmuş iki ışık elde edilecek sonuç 2. durumla aynı olacak yani girişim oluşmayacaktır.

Eğer bir perde önüne dördüncü bir polarizatörü (perdenin önüne) yerleştirirsek bu kutuplayıcının ekseni ayna önlerindeki kutuplayıcılardan birinin ekseni ile aynı ise bundan gelen ışığın tamamını geçirirken (çünkü gelen ışık bu durumda polarizasyon ekseni ile aynı kutuplu olacaktır) diğerinden gelen polarizasyon eksenine dik olacağından bu hiç geçemeyecek ve perde üzerinde tek bir aynadan gelen ışık görülecektir. Eğer bir bu polarizatörü döndürürsek bu defa her iki polarizatörle yaptığı açıya göre ışık şiddetleri farklı parlaklıklar göreceğiz. Bu parlaklığın şiddeti 90°'de ve katlarında en düşük olacaktır. (Polarizatörü ideal kabul ediyoruz)

YORUM: Bu deneyde ışığın girişimini Michelson interferometresi yardımıyla inceledik. İlk bölümde bahsettiğimiz neden çevrede oluşan titreşimlerin (ses, mekanik vb) deney düzeneğini etkilememesiydi. Örneğin sesin yada hareketin sonucunda aynalarda deneyde kullandığımız ışığın dalga boyu mertebesinde kayma meydana getir-

mesi perde üzerinde oluşan karanlık ve aydınlık noktaların oyna masına neden olacaktır.

CEVAPLAR

① Bir deneylerde daha kesin olmuşu için (incelediğimiz ışığı olaydı) kırınımlarımızı $\vec{E}$ alan bileşenine göre yaparız. Eğer bölücü levha gelen ışını biri diğerinden şiddetçe daha büyük iki bileşene ayırmış olsaydı, ekran üzerinde karanlık halkaları görleyemez bunun yerine çok aydınlık (ya da parlak) ya da az aydınlık (sönük) saçaklar görürdük.

Bilindiği gibi girişim dalgaların cebirsel olarak boşlukun bir noktasında üst üste binmeleri olayıdır. Dolayısıyla şiddetçe birbirinden farklı iki ışın üstüste bindiklerinde aralarındaki fazın göre birbirlerinin etkisini azaltır yada çoğaltırlar. Ama bu azalma sıfır olamaz.

② Kısaca ırakşak mercegin yer değiştirmesiyle aydınlanmış kısımların buna bağlı olarak yer değiştirmesinin nedeni ışık demetinde bulunan fotonların mercek içindeki optik yollarının değişmesi (çünkü mercegin her noktasındaki kalınlığı aynı değildir) olabilir. Bu durumda ışığı oluşturan fotonlar arasındaki faz farkı değişecek buna bağlı olarak perde üzerinde aydınlık noktaların yerleri değişecektir.

③ Bunun nedeni soru işaretinin cevabında belirttiğimizle bağlantılıdır. Mercek merkez kalınlığı sabittir. (Oldukça küçük bir bölgesi varsayalım) dolayısıyla mercekle ayrıldığımızda yine bu noktaya düşen ışınlar olacak ve bunlar aynı faz bağıntısına sahip olacaklardır. Burda kaynağın yerinin değişmemesi sabit kalması gerekmektedir. Bu şart sağlanırsa yukarıda söylediklerimiz geçerlidir.

④ Dairesel kutuplanma bölümünü yapmadık.

⑤ Bilindiği gibi $\frac{\lambda}{4}$'lük bir yol farkı $\frac{\pi}{2}$'lik bir faz farkına karşılık gelir. Kullanılan levha gelen ışının bir bileşenini $\frac{\pi}{2}$'lik faz farkı ile yavaşlatılacaktır. Dolayısıyla aynaya çarpıp yansıyan ışının bileşenlerinden birisi 90°'lik faz farkına sahip olacaktır. Eğer bir de bu ışığı yine aynı levhadan geçirirsek bu bileşen 90° daha yavaşlayacak (zaten geldiği gibi dönüyor dolayısıyla yavaşlatma etkisine yine aynı bileşen gelicek) sonun-

rumdan bu bileşen π kadarlık bir faz farkı ile yansıtılacaktır. Son durumda ilk dalganın kutuplanma düzlemine dik kutuplanacaktır.

⑥ Yine aynı şekilde düşünelim. Yalnız bu defa sekizde bir dalga levhası kullanıldığından bunu çıkışı faz farkı $\frac{\pi}{4}$ $(=45^\circ)$ olacaktır. Dolayısıyla bu levhadan geçip aynaya çarpıp yansıyarak yeniden levhadan geçen ışığın bir bileşeni diğerinden $\frac{\pi}{2}$ $(=90^\circ)$ kadar bir faz farkına sahiptir. Yani çıkan ışın ilkinden 45° farklı kutuplanma doğrultusuna sahip olacaktır.

⑦ Deneyi önce ışıkları geçirdiğ boş tüpten geçirerek daha sonra tüpteki gazı alarak yaparım. Sonuçta boşluktaki olayı yolla. Gaz dolu iken ışığın optik yol farkını $\frac{\lambda L^2}{d} = r_n^2 - r_{n+1}^2$ formülünden bulabilirim. Bu yol farkını elde ettikten sonra optik yol farkı = $n_{ortam} \cdot$ uzaklık formülünden $n_{ortam} = n_{gaz}$ değerine ulaşırım.

⑧ Normal olarak sodyum kaynağın saçakları görülemeyecek inceliktedir. Bu nedenle ancak büyük bir düzen elde edebilirsek gerekli verileri elde edebiliriz.

KAYNAKÇA: Physical Optics (R. Wood)
University Physics (Sears, Zemansky, Young)
Fundamentals of Physics (Halliday, Resnick)
An Introduction to Modern Optics (Ghatak)
Titreşimler ve Dalgalar (Berkeley Fizik Dizisi-3)

G. A. Öztaş

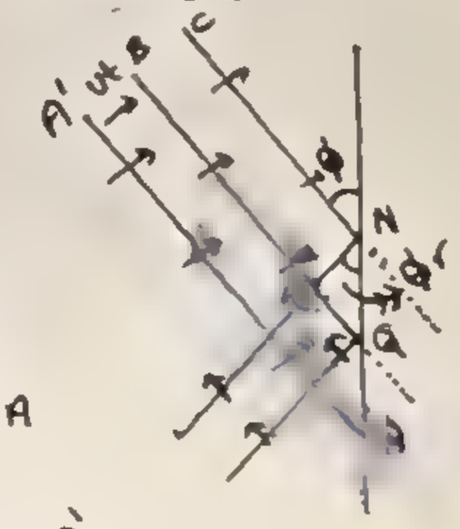
Teşekkürler
İlgine önem veriyorsun

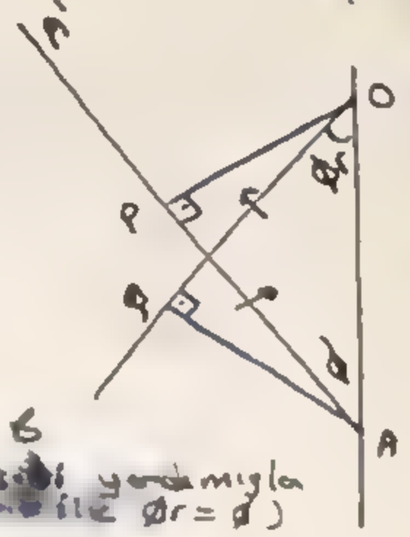
DENEYİN ADI: Işığın yansıması ve kırılması

DENEYİN AMACI: Kırınım ve yansıma olaylarını öğrenmek;
Bunlar yardımıyla bir maddenin kırıcılık indisini bulmak;
İçten yansımadan faydalanarak cam için kritik açıyı bulmak;
Bir merceğin odak uzaklığını ıraksayan demet vasıtasıyla elde etmek;
İkili mercek düzeneği yardımıyla teleskop yapmak ve prensibini öğrenmek.

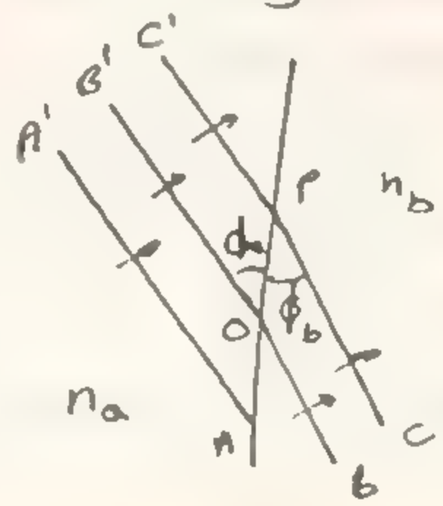
ARAÇLAR : He-Ne lazeri, cam levha, pleksiglas levha, düzlem çukur mercek, düzlem tümsek mercek, porro prizma.

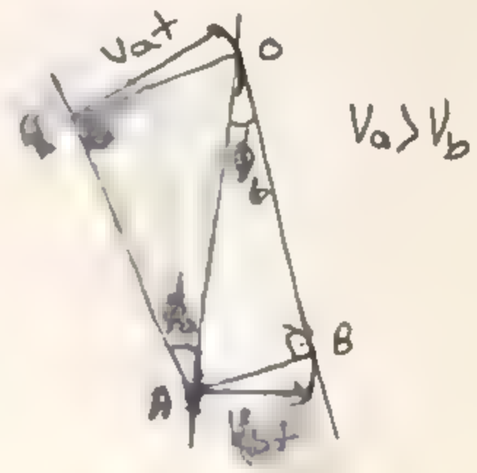
KURAMSAL BİLGİ: Işık dalgaları hızlarının farklı olduğu ortamların arakesitine çarptığında bir kısmı yansır bir kısmı ise kırılır. Gelen ışının normalle yaptığı açı yansıyanın normalle yaptığı açıya eşittir. Bunu kanıtlamak için önce Huygens prensibini açıklayalım. Bu prensibe göre bir dalga cephesinin herbir noktası ikincil bir dalga kaynağı olarak alınır. Bunların oluşturduğu dalgalar birincil dalganın yayılma doğrultusu ve hızındadırlar. Eğer t zamanındaki dalga cephesini bulmak istersek $x = vt$ 'den bulabiliriz. Bu prensipte yansıma şu şekildedir (bkz. şekil A). Şekilden de görüldüğü gibi AA' yansıtıcı düzleme ilk gelen ışındır. Huygense göre sonraki dalgaları çizebiliriz. Şekilde ϕ_g gelme ϕ_r 'de yansıma açılarıdır. Bu açıları bulmak için şekil B'ye bakalım. O noktasından $OP = Vt$ 'yi çizelim ki bu AA' 'ne diktir. OQ' dan A merkez ve Vt yarıçaplı daireye teğet olacaktır. Böylece APO ve OQA eşit üçgenler olacaklardır (Açılar 90° ve $AQ = OP$).


Şekil A

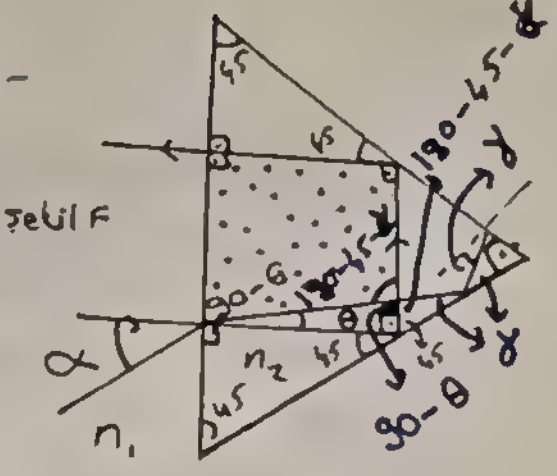

Şekil B
(H Prensibi yardımıyla yardımıyla $\phi_r = \phi_i$)

Yine Huygens prensibini kullanarak kırılma 'yı da inceleyip açılar arasında bir bağıntı bulmaya çalışalım. Bunun için önce şekil C'ye bakalım. Dalga AA' 'nın yüzeye henüz varmış ve maddelerin kırma indislerinin n_a ve n_b olduğunu ($n_a < n_b$) varsayalım.


Şekil C


Şekil D

Bu bölümde ayrıca kritik açıyı nasıl hesaplayacağımızı görelim. Bunun için şekil F'ye bakalım.



Şekil F

Noktalı dörtgen için

$90° + 90° + 90° - \theta° + 180° - 45° - \gamma° = 360°$ eşitliğinden

$45 - \theta = \gamma$ eşitliğini yazabiliriz.

Buradan Snell yasasından $45 - \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\sin\alpha\right) = \gamma$ yazabiliriz. (Not: γ değerini bulmak için başka geometrik eşitliklerde kullanabiliriz. Ama burada rahatça görebilinmesi açısından böyük dörtgen tercih edildi)

Önemli diğer noktalara deney bölümlerinde yer verildi.

DENEYİN YAPILIŞI:

Bölüm 1: ÇOK KATLI YANSIMA

Bu bölümde bir cam levhayı laser demeti içine koyarak iki yanından çıkan çok katlı yansımış ışınları gözledik. α (Gelen ışının yüzey normaliyle yaptığı açı)'nın iki değeri için a değerlerini ölçtük. Aynı deneyi pleksiglas bir levha içinde yaptık. Buradan bu maddeler için n değerlerini elde ettik. a'yı ölçmek için okumaları yaptığımız düzlemin levhalara göre konumunu değiştirerek sabit bir açı değerinde okunabilen en küçük aralık değerini bulduk. Bu a değerine eşitti.

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ:

Cam için; d = 6 mm.

Gelme açısı → $\alpha°$	İki ışın arası uzaklık → a(cm)
24	0,40
30	0,35
58	0,60

$$n = \sqrt{\frac{d^2 \sin^2 2\alpha}{a^2} + \sin^2\alpha}$$ formülünden

$$n_1 = \sqrt{\frac{36 \cdot \sin^2 48}{16} + \sin^2 24} = 1,41 \quad ✓$$

$$n_2 = \sqrt{\frac{36 \cdot \sin^2 60}{12,25} + \sin^2 30} = 2,10 \quad ? \quad \Rightarrow \quad n_{ort} = 1,68$$

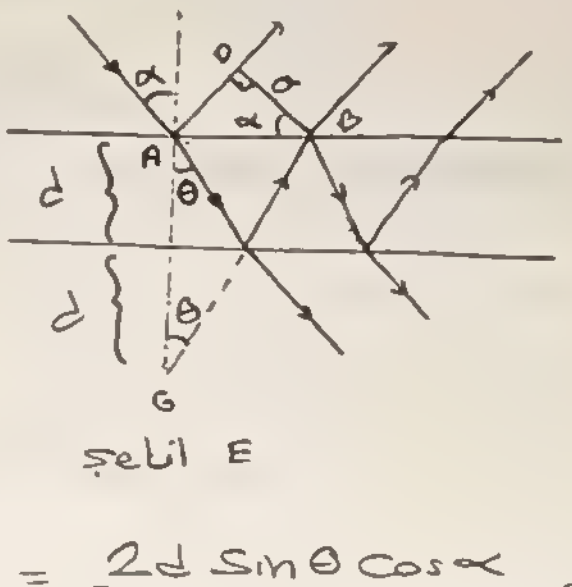
$$n_3 = \sqrt{\frac{36 \sin^2 116}{36} + \sin^2 58} = 1,53 \quad ✓$$

Biz cam için n'in 1,5 civarında olduğunu biliyoruz. İlk ölçüm sonucunda bulduğumuz değerler oldukça güvenilir olmakla beraber diğer ikinci değerde oldukça büyük sapmalar görüldü. Açı okunuşunda bir hata bekleyeceğiz. Bu nedenle ana hata a değerinin okunuş basamağında olmuş olmalıdır Bunun dışındaki etken-

t zaman sonraki kırılmış dalgaları bulmak için Huygens prensibini uygularız. Böylece ortamlardaki hızlar farklı olduğundan Ut uyarınca BOB' ve CPC' oluşur. ϕ_a ve ϕ_b sırasıyla gelen ve kırılan açılardır. Bunlar arasındaki bağıntı için şekil D'ye geçelim.

$QO = V_a t$ ve AQ'ya dik, $AB = V_b t$ ve BO'ya dik olsun. AO Q'den $\sin\phi_a = \frac{V_a t}{AO}$ ve AOB'den $\sin\phi_b = \frac{V_b t}{AO}$ olur. Buradan'da; $\frac{\sin\phi_a}{\sin\phi_b} = \frac{V_a}{V_b}$ bulunur. Buradan $\frac{V_a}{V_b}$ sabit olduğundan Snell yasasıyla özdeştir (snel yasası bu şekil için $\frac{\sin\phi_a}{\sin\phi_b} = \frac{n_b}{n_a}$ şeklindedir) ve $\frac{V_a}{V_b} = \frac{n_b}{n_a}$ olur. Buda $n_a V_a = n_b V_b$ olur. Eğer a ortamı boşluk sa $n_a = 1$ ve $V_a = c$ olacağından $V_b = \frac{V_a}{n_b}$ olur. Görüldüğü gibi ortam yoğunluğu arttıkça ışık hızı azalacaktır. Eğer formüllerdeki t dalga periyodu T alınırsa yol λ'ya eşit olacaktır Buradan $V_a = f\lambda_a$ ve $V_b = f\lambda_b$ yazma imkanımız doğacaktır. Buda $\frac{\lambda_a}{V_a} = \frac{\lambda_b}{V_b}$ şeklinde yazılabilir. Buradan a ortamı boşluk alınırsa ikinci ortamdaki dalga boyunun $\lambda_b = \frac{\lambda_a}{n_b}$ olacağı kolayca görülür.

Deneyin ilk kısmından çok katlı yansıma olayını gözlemleyecek ve buradan n kırılma indisini bulacağız. Kullanacağımız formül $a = \frac{2d\sin\alpha\cos\alpha}{(n^2 - \sin^2\alpha)^{\frac{1}{2}}}$ şeklindedir. Bu formülün çıkarılışı için şekil E'ye bakalım. Burada $\tan\theta = \frac{AB}{2d}$ yazabiliriz Bu durumdan $AB = 2d\tan\theta$ olacaktır. Yine $\cos\alpha = \frac{a}{AB}$'dir. $a = AB\cdot\cos\alpha$ buda.

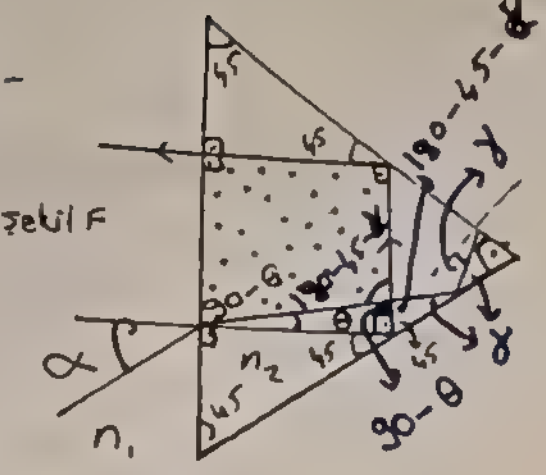


şekil E

$a = 2d\tan\theta\cos\alpha = 2d\frac{\sin\theta}{\cos\theta}\cos\alpha = \frac{2d\sin\theta\cos\alpha}{\cos\theta}$ olur. $\sin\theta$ için Snell bağıntısını $\cos\theta$ içinde $(1-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}$ ifadesini kullanarak $a = \frac{2d\sin\alpha\cos\alpha}{n(1-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}}$ bulurur yeniden Snell yasasını kullanıp gerekli düzenlemeleri yaparsak $a = \frac{2d\sin\alpha\cos\alpha}{(n^2-\sin^2\alpha)^{\frac{1}{2}}}$ bulurur.

Deneyin ikinci kısmında kritik açı kavramı geçmektedir. $n_a > n_b$ olmak koşulu ile Snel yasasından $\sin\theta_b = \frac{n_a}{n_b}\sin\theta_a$ yazabiliriz. $\frac{n_a}{n_b}$ birden büyük olacağından $\sin\theta_b$'nin 90° olduğu bir durumda $\sin\theta_a < 90°$ olmalıdır. $\sin\theta_b$'yi 90° yapan $\sin\theta_a$'ya kritik açı adı verilir. Bu açının üzerinde ışık ortam değiştirmez. Geldiği ortamda yansır.

Bu bölümde ayrıca kritik açıyı nasıl hesaplayacağımızı görelim. Bunun için şekil F'ye bakalım.



şekil F

Noktalı dörtgen için

$90° + 90° + 90° - \theta° + 180° - 45° - \gamma° = 360°$ eşitliğinden

$45 - \theta = \gamma$ eşitliğini yazabiliriz.

Buradan Snell yasasından $45 - \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1} \sin\alpha\right) = \gamma$ yazabiliriz. (Not: γ değerini bulmak için başka geometrik eşitliklerde kullanabiliriz. Ama burada rahatça görebilinmesi açısından böyük dörtgen tercih edildi)

Önemli diğer noktalara deney bölümlerinde yer verildi.

DENEYİN YAPILIŞI:

Bölüm 1: ÇOK KATLI YANSIMA

Bu bölümde bir cam levhayı laser demeti içine koyarak iki yanından çıkan çok katlı yansımış ışınları gözledik. α (Gelen ışının yüzey normaliyle yaptığı açı)'nın iki değeri için a değerlerini ölçtük. Aynı deneyi pleksiglas bir levha içinde yaptık. Buradan bu maddeler için n değerlerini elde ettik. a'yı ölçmek için okumaları yaptığımız düzlemin levhalara göre konumunu değiştirerek sabit bir açı değerinde okunabilen en küçük aralık değerini bulduk. Bu a değerine eşitti.

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ:

Cam için; d = 6mm.

Gelme açısı → $\alpha°$	İki ışın arası uzaklık → a(cm)
24	0,40
30	0,35
58	0,60

$$n = \sqrt{\frac{d^2 \sin^2 2\alpha}{a^2} + \sin^2\alpha}$$ formülünden

$$n_1 = \sqrt{\frac{36 \sin^2 48}{16} + \sin^2 24} = 1,41 \quad ✓$$

$$n_2 = \sqrt{\frac{36 \cdot \sin^2 60}{12,25} + \sin^2 30} = 2,10 \quad ? \quad \Rightarrow \quad n_{ort} = 1,68$$

$$n_3 = \sqrt{\frac{36 \sin^2 116}{36} + \sin^2 58} = 1,53 \quad ✓$$

Biz cam için n'in 1,5 civarında olduğunu biliyoruz. İlk ölçüm sonucunda bulduğumuz değerler oldukça güvenilir olmakla beraber diğer iki değerde oldukça büyük sapmalar görüldü. Açı okunuşunda bir hata bekleyemeyiz. Bu nedenle ana hata a değerinin okunuş basamağında olmuş olmalıdır. Bunun dışındaki etken-

ler böylesi bir hataya neden olmaz.

Pleksiglas için; d = 6 mm.

α°: Geliş açısı	a: iki ışın arası uzaklık (cm)
36°	0,50
44°	0,65
48°	0,70

$$n_1 = \sqrt{\frac{36 \sin^2 72}{25} + \sin^2 36} = 1,64$$

$$n_2 = \sqrt{\frac{36 \sin^2 88}{42,25} + \sin^2 44} = 1,33 \qquad \Rightarrow n_{ort} = 1,42 \ (-0,07 \text{ hata})$$

$$n_3 = \sqrt{\frac{36 \sin^2 96}{49} + \sin^2 48} = 1,28$$

Bu bölümü yaparken yalnızca iki ışın gözlemledik. Diğer yüzeyden yansıyıp gelenleri göremedik (ilki hariç). Bunun nedeni bunların şiddetlerinin azalmasıydı.

2. Bölüm: iç TÜM YANSIMA

Bu bölümde porro(bu deyim 45°-45°-90° lik açılara sahip olan prizmalar için kullanılır) prizmada iç tam yansımayı gözlemledik ve gelen ışının açısını değiştirerek kritik açıyı bulmaya çalıştık. Buradan prizmanın kırılma indisine geçtik

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ:

Prizmaya gönderdiğimiz açı yüzey normaliyle 6°'lik bir açı farkı oluştuduğunda gelen ışın prizma yüzeyini yalardı. Kuramsal bilgide bu açı α'ya denkti. Buradan

$45 - \sin^{-1}(1,5^{-1} \cdot \sin 6) = \gamma$ (γ = Kritik açı) olur.

$45 - \sin^{-1}(0,69) = \gamma \Rightarrow \gamma = 41,0°$ olur.

Bu değer camın kritik açısından biraz büyüktür. Bunun nedeni prizma yüzeyini yalıdığını gördüğümüz ışının gerçekte ufakta olsa bir açı ile dışarı çıkmasından kaynaklanmaktadır.

Snell yasasını bu ortamlar için yazıp camın (prizma) kırma indisini bulabiliriz.

$$\frac{n_h}{n_p} = \frac{\sin \theta_e}{\sin \theta_h} \Rightarrow \sin\theta_h = \frac{n_p}{n_h} \sin\theta_p$$

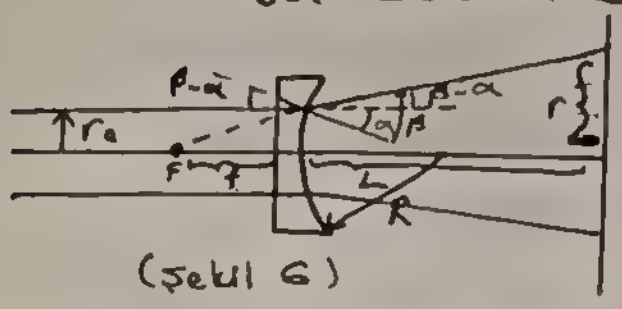
$$\sin 90 = \frac{n_p}{1} \cdot \sin 41,0°$$

$$n_p = 1,52 \text{ olur.}$$

Görüldüğü gibi kritik açı bize ortamın kırılma indisini bulmada yardımcı oldu.

Bölüm 3: Irakşayan Demet

Bu bölümde $r = r_0\left(1 + \frac{L}{f}\right)$ (bkz şek 6) yardımıyla çeşitli r değerlerini L'nin bir fonksiyonu olarak grafiğe geçirdik ve buradan r_0 ve f (odak) değerlerini bulduk.



(Şekil 6)

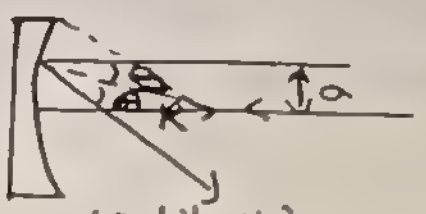
VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ

r (mm)	L (mm)
3,0	200
3,5	300
4,0	400
4,5	500
5,5	600
6,0	700

Bu değerleri grafiğe geçirdik. Grafikten $r_0 = 2,5$mm ve eğimden $\frac{r_0}{f} = 7 \cdot 10^{-3}$ ve $f = 186$ mm. bulduk.

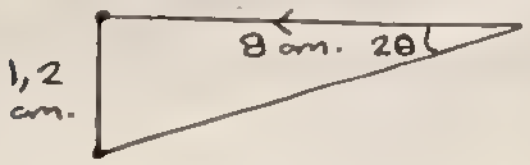
Bölüm 4: KIRILMA İNDİSİNİ ELDE ETMEK

Merceğin çukur kısmına ışın göndererek a ve θ değerlerinden eğrilik yarıçapını bulduk. (bkz. şekil H). Burada $R = \frac{a}{\sin\theta}$ 'dır.



(şekil H)

VERİLER VE VERİLERİN ÇÖZÜMLENMESİ:



$\tan 2\theta = \frac{1,2}{9} \Rightarrow 2\theta = 7,59$

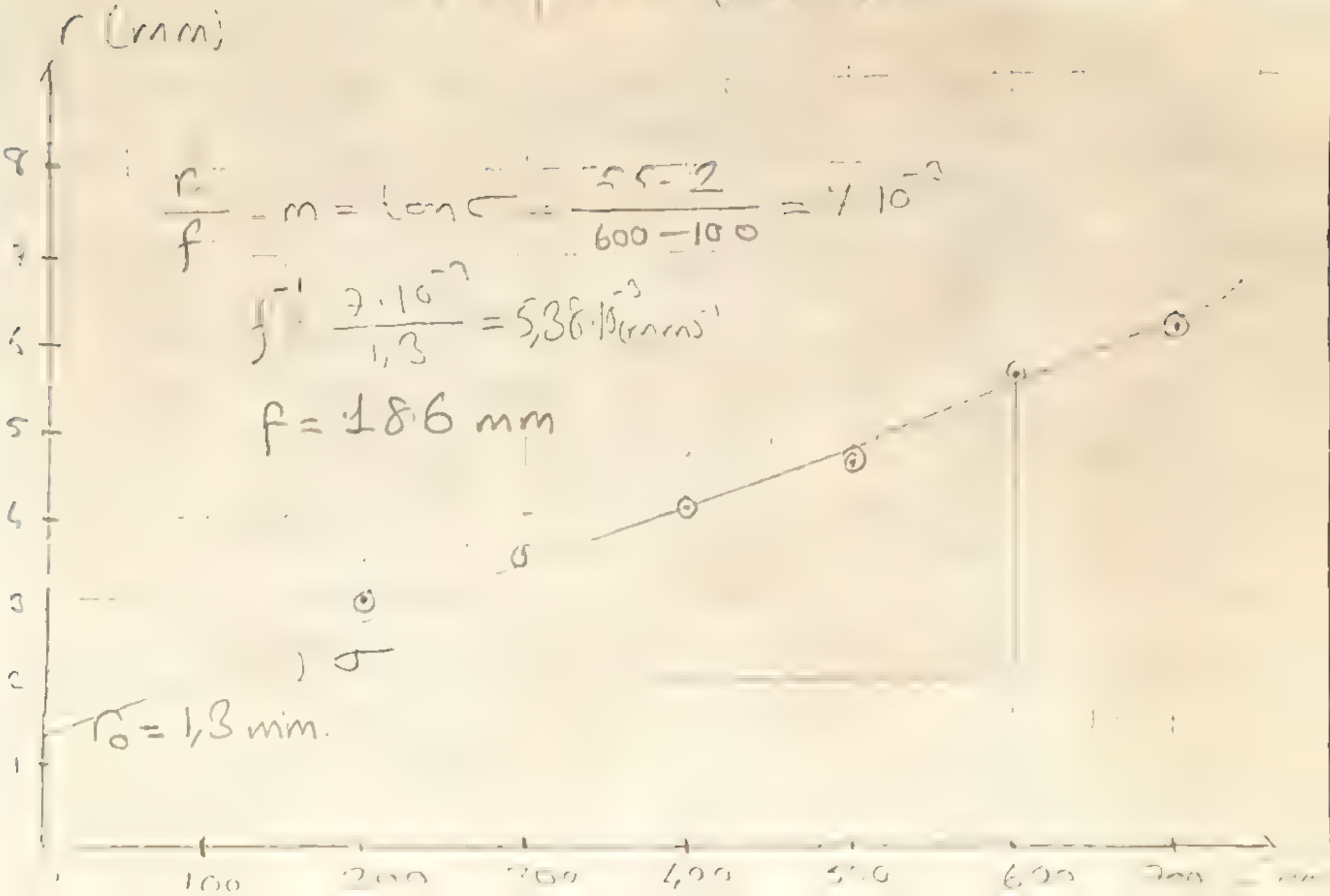
$\theta^\circ = 3,80$ olur.

a'yı $a = 1,1$ cm olarak bulduk formülünü kullanarak n'i bulabiliriz. Düzenlersek $n = \frac{R}{f} + 1 = \frac{\frac{a}{\sin\theta}}{f} + 1$ olur.

Buradan; $n = \frac{1,1}{\sin(3,8) \cdot 50} + 1 = 1,33$ olur.

Bölüm 5: GALİLEO TELESKOBU

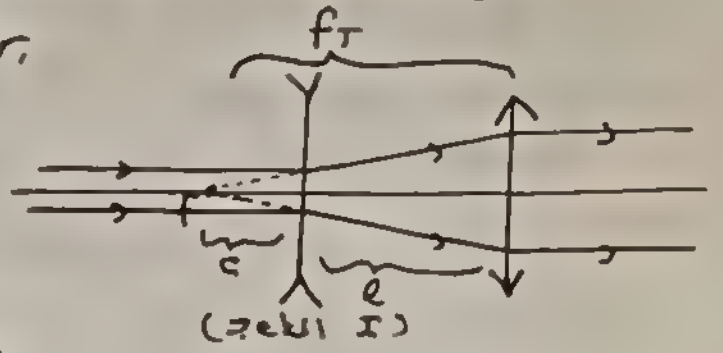
Bu bölümde düzlem çukur merceğin önüne düzlem tümsek mercek koyarak paralel bir demet elde edecek şekilde ayarlattık (Paralel demet elde edip etmediğimizi bir levha üzerine düşürdüğümüz demetin levhanın tüm değişen uzaklıklarında aynı çapa sahip olup olmadığıyla kontrol ettik). Bu durumda iki mercek arası uzaklığı kaydettik.


r (mm)
8
7
6
5
4
3
2
1
100
200
300
400
500
600
700
$\frac{r}{f} = m = \tan\sigma = \frac{55-2}{600-100} = 7 \cdot 10^{-3}$
$f^{-1} = \frac{7 \cdot 10^{-3}}{1,3} = 5,38 \cdot 10^{-3} (mm)^{-1}$
f = 186 mm
$r_0 = 1,3$ mm.
σ

VERILER OF VERILERIN ÇÖZÜMLENMESI:

Yapilan ölçüm sonucunda iki mercek arasi uzakliği $l = 10,5$ cm. olarak bulduk. Daha önceki bölümde düzlem çukur merceğin odak uzakliğini $f_ç = 50$ cm. olarak bulmuştuk.

Bu durumda düzlem tümsel merceğin odak uzakliği $f_T = 50 + 10,5 = 60,5$ cm. olmalidir.



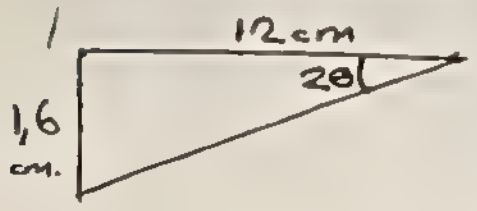
(Şekil I)

Bunun nedeni (bkz. şekil I) şu şekilde açiklanabilir. Biz düzlem tümsek merceği o şekilde yerleştiyoruzki gelen ışinlar sanki bu merceğin odağından geliyormuş gibi algilanir. Bilindiği gibi odaktan gelen ışinlar tümsek mercek tarafından paralelleştirilir. Aynı şekilde iki merceğin odak noktaları çakiştiğindan $f_T = f_ç + l$ formülünü kullanabiliriz.

Bölüm 6: KIRILMA İNDİSİNİ ELDE ETMEK

Bölüm 4'te yaptiğimiz işlemleri bu defa düzlem-tümsek mercek için gerçekleştirerek a ve θ değerlerinden R'yi bulduk. Buradan $f = \frac{R}{n-1}$ formülünü kullanarak n değerini bulduk

VERILER VERILERIN ÇÖZÜMLENMESI



Buradan $\tan 2\theta = \frac{1,6}{12} = 0,1\overline{3}$ olup

$2\theta = 7,595$

$\theta = 3,797$ bulunur.

$a = 3,5$ mm. olarak bulmuştuk Buradan $R = \frac{a}{\sin\theta}$ olur.

$R = \frac{3,5}{\sin(3,797)} = 52,85$ mm. olur. Bu değeri kullanarak

ve daha önce elde ettiğimiz $f = 605$ mm. değerinden

$n = \frac{R}{f} + 1 = \frac{52,85}{605} + 1 = 1,1$ değerini bulduk.

SONUÇ VE YORUM: Bu deneyde değişik geometrik optik yaralarından ve yöntemlerinden faydalanarak kirma indisi bilinmeyen maddelerin bu değerlerinin bulunabileceğini gördük. Deney sonuçlarında görülen hataların özellikle açi ölçmelerinden kaynaklandığı söylenebilir çünkü bu değerler tamamen insan gözüne bağliydi. Açi tablasindaki açilarin sik

yerdeşik oluşu tesir olumalari güçleştirdi. Deneyde incelenen olaylar elektromagnetik dalga teorisiyleda açiklanabilirdi. Ama geometrik optik bu tip olaylarda çok daha kolaylik sağliyordu.

CEVAPLAR

① $n = \sqrt{\frac{d^2 \sin^2 2\alpha}{a^2} + \sin^2\alpha}$ olduğunu bulmuştuk. $n=1$ olmasi demek gelen ışının ortamdan sapmadan geçmesi demektir. Bu durumda maddenin içinde yada dış yüzeyinde sapma ve yansimalar olmayacağından $a=0$ olmalidir. Sapma olmamasi gelen ve kirilan (bu durumda geçen) açilarin eşit olmasi demek olacaktir.

② Kuramsal bilgide üretildi.

③ Gelen ışın az yoğundan gelmektedir. İç tam yansima için gelen ışının çok yoğundan az yoğuna gelmesi ve geliş açisindan kritik açiya eşit yada ondan büyük olmasi gerekliliğin. Ama tekle baktiğimizda gelen ışına değil de kirilip madde içine giren ışik ışınına dikkat edersek. Bu ışının normalle yaptiği açi $42,5$ derece (tebrikler) olursa bu durumda bu ışik ışını alt yüzeyde iç tam yansimaya uğrayacaktir. Açi $42,5°$'den büyük olursada cam içinde yansiyarak hareket edecektir.

④ şekilde ışın yüzeye dik gelmiş ve prizmanin içinde normalle $45°$'lik açi yapmiştir. Bu açi değerinde iç tam yansima olabilmesi için n_1'in değerinin. $\alpha = \sin^{-1}\frac{n_2}{n_1}$

$45 = \sin^{-1}\frac{n_2}{n_1} \Rightarrow n_1 = 1,414$ olmasi gerekir.

⑤ Sorunun niteliğini anlayamadim.

⑥ Suyun n değeride hava gibi camdan küçüktür. Bu durumda prizma içinde iç tam yansima gerçekleşebilir.

$\sin\phi\, n_c = \sin 90\, n_s$

$\sin\phi = \frac{1,333}{1,515} \cdot \sin 90$ olup kritik açi böyle bir durum için $\phi = 61,6°$ dir.

Kaynaklar: Berkeley Fizik Dizisi - 3
Physical Optics (R. Wood)
Fundamentals of Physics (Halliday / Resnick)

A. Özkoç

DENEYİN ADI: Işığın Kutuplanması

DENEYİN AMACI: Işığın yapısını incelemek;
Düzlemsel ve dairesel kutuplanmayı incelemek;
Işığın nasıl kutuplu olduğunu ve kutuplanmamış bir ışığı kutuplamayı çeşitli yöntemlerle denemek;
Brewster yasasını incelemek.

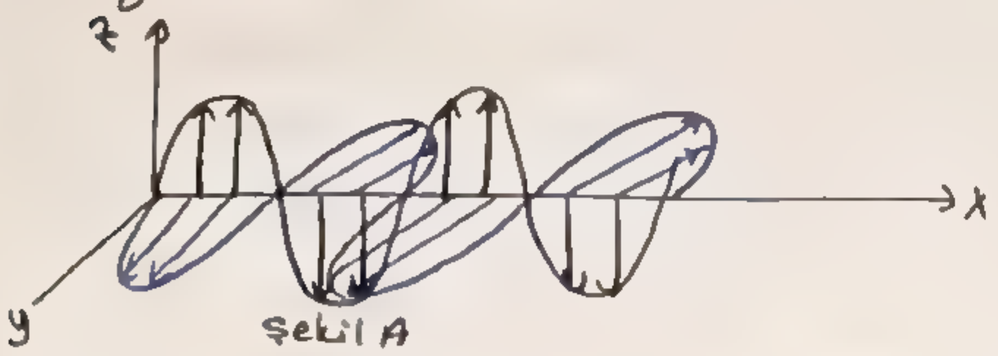
ARAÇLAR : Laser kaynağı, polarizatörler, çeyrek dalga levhaları, cam levha

KURAMSAL BİLGİ:

Işık elektromagnetik bir dalgadır. Bu nedenle elektromagnetik teoriye uyarlar. Bu teorinin temel noktaları şunlardır:

1) Elektromagnetik dalgalar ivmelendirilmiş yüklerce oluşturulur.
2) Bu dalgalar vakumda ~3×10^8 m/s'lik hıza sahiptir.
3) Elektrik dalgalarına daima magnetik dalgalar eşlik eder. Bunun tersi de doğrudur.
4) Boşluğun herhangi bir noktasında $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alan vektörleri birbirlerine karşılıklı olarak diktir.
5) Bunlar enine dalgalardır. $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alan vektörleri yayılma doğrultusuna diktir.
6) Dalgalar uzayda yayıldıkça $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alan vektörlerinin max. değerleri (genlik) muntazaman azalır.
7) Bir noktadaki $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alan vektörlerinin değerleri o noktadaki tüm $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alan vektörlerinin süperpozisyon ilkesine göre toplanmalarıdır.
8) Bu dalgalar çok değişik frekans değerlerine sahiptirler.

Bir elektromagnetik dalgada $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alanları bir doğru boyunca salınırlar. (bkz. şekil A). Bu durumda $\vec{E}$ ve $\vec{B}$'nin iki bileşeni verilir.



şekil A

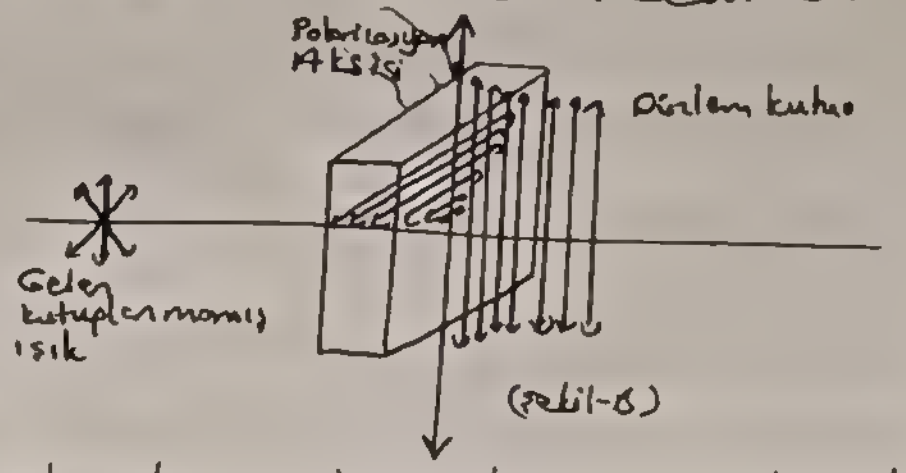
$E_x = 0$ $\quad B_x = 0$

$E_y = E_0 \sin(\omega t - kx)$ $\quad B_y = 0$

$E_z = 0$ $\quad B_z = B_0 \sin(\omega t - kx)$

Burada önemli bir nokta $\vec{E}$ ve $\vec{B}$'nin aynı fazda olmalarıdır. Örneğin E_y max. iken B_z'de max.'dır. Bu nedenle verilen bu dalga düzlem kutupludur. Çünkü alan bileşenleri tek bir düzleme paralel kalmaktadır. Normal olarak ışık kutuplu (polarize) değildir? Bu nedenle elektromagnetik dalgayı polarize bir dalga haline getirmek için polarizatörler kullanılır. Bunlar elektromagnetik dalganın dalga boyuna göre yapılırlar. Örneğin mikro dalgalar için birbirlerinden yalıtılmış paralel teller kullanılır. Tele dik gelen elektromagne-

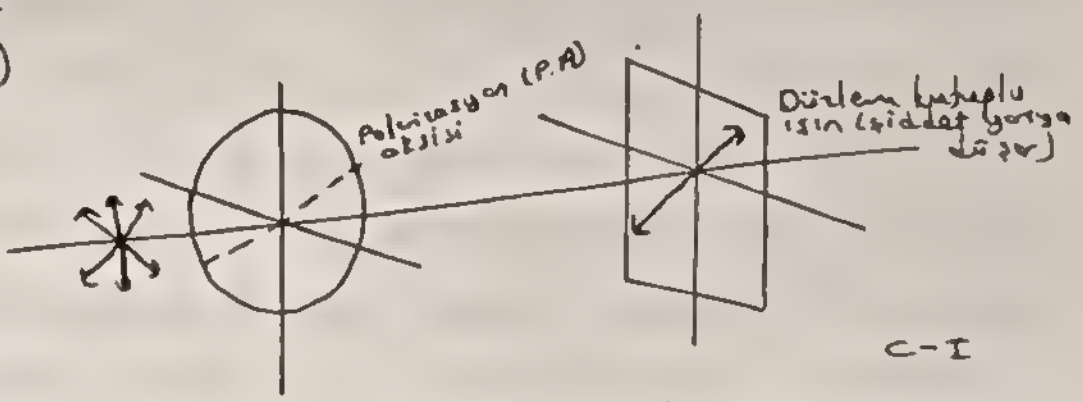
tik alan vektörleri geçirilirken paralel gelenler geçirilmez. Bir polarizatörde polarizasyon aksisine paralel gelen ışınların %80 ya da daha fazlası geçirilirken bu aksise dik gelen ışınlarınki Elektrik alan vektörleri) max. %1'i geçer. Bununla beraber ideal bir polarizatörde polarizasyon aksisine gelen ışık ışınlarının tamamı geçirilir. (bkz. şekil B) Şekilde gönderilen kutuplanmamış ışının polarizasyon aksisi yönünde gelen $\vec{E}$ alan bileşenleri geçirilirken bu aksise dik olan bileşenler soğurulmaktadır ve sonuçta geçen ışık düzlem kutuplu olmaktadır.



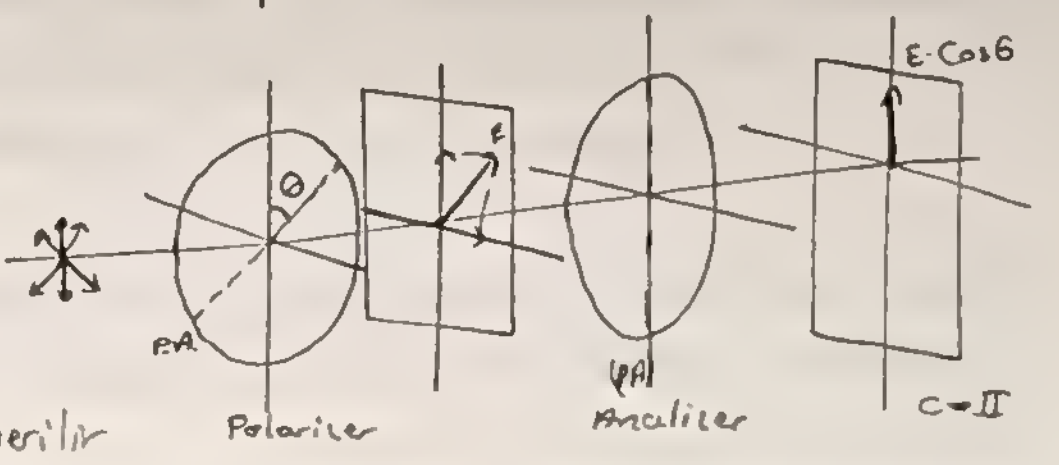
(şekil-B)

Bir ışığı kutuplaştırdığımızda bunun şiddeti yarıya düşer. (bkz şekil C-I) Ama polarizatörü ekseni etrafında döndürmekle şiddeti değiştiremeyiz. Bunun nedeni gelen ışının rasgele yönelmiş $\vec{E}$ alan vektörlerinin bileşkelerinin sayısının yaklaşık olarak birbirine eşit olmasıdır. Eğer bir başka polarizatörü (bkz şekil C-II) P aksisi dik olacak şekilde yerleştirirsek ilk polarizatörden geçen ışık yeniden bileşenlerine ayrılacak yalnız $E\cos\theta$'lık kısmı geçirilecektir. $\theta = 0$ iken geçirilen ışık şiddeti max. olacaktır. Şekildeki durumda geçen ışık şiddeti

$I = I_{max}\cos^2\theta$ ile verilir ve Malus' yasası olarak bilinir.

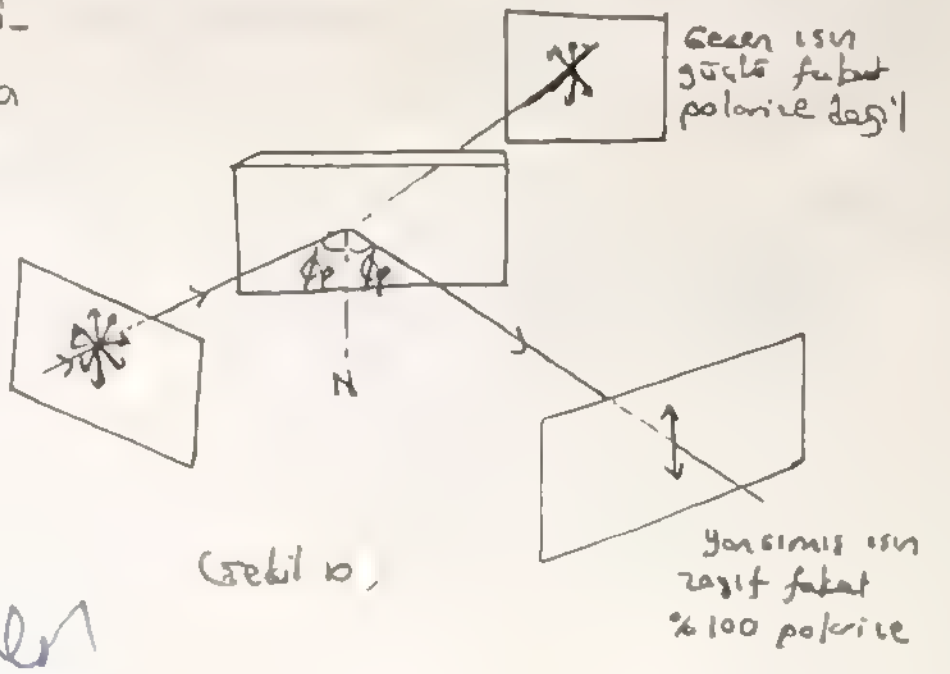


C-I



C-II

Polarize ışık yansıma yoluyla da elde edilebilir. (bkz. şekil D) Kutuplanmamış bir dalga yansıma yüzeyine çarptığında tercihli yansıma olusur. Belirli bir gelme açısında yalnızca geliş düzlemine dik $\vec{E}$ alan vektörlerine sahip ışık ışınları yansırken yine bu açıda geliş düzlemine paralel $\vec{E}$ alan vektörüne sahip ışığın tamamı geçi-



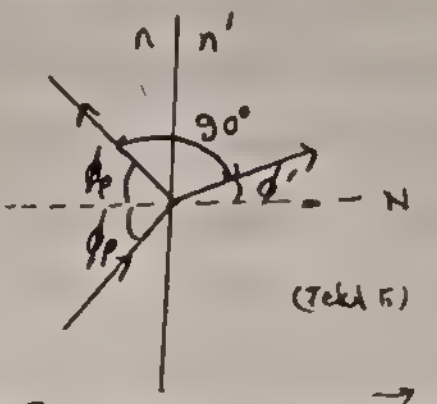
(şekil D)

↳ Neden

rilecektir şekilde bu açı ϕ_p ile verilmiştir. Brewster açısı adıyla bilinir. Bu açı değerinde gelen ve yansıyan ve geçirilen ışınlar için şu bağıntı vardır: Yansıyan ve geçirilenin açıları arasında 90° vardır. (bkz. şekil E)

Bu durumda $n \sin\phi_p = n' \sin\phi'$

ve buradan $n \sin\phi_p = n' \cos\phi_p$ yazabiliriz. Sonuçta $\tan\phi_p = \frac{n'}{n}$ olarak bulunur.



(Şekil E)

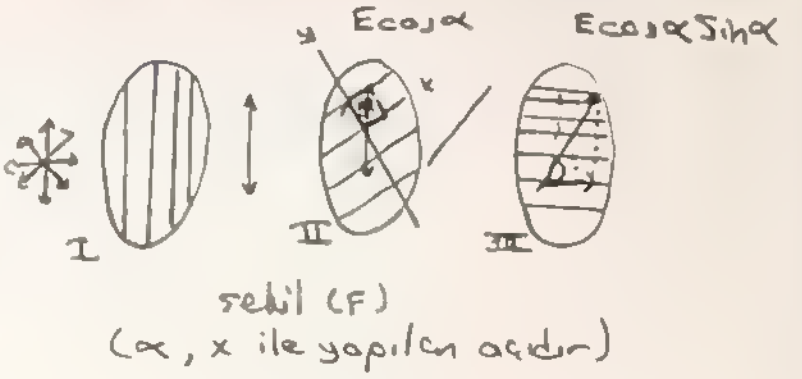
Düzlem kutuplu ışık gibi dairesel olarak kutuplanmış ışıktan elde etmek mümkündür. Bu tür ışıkta $\vec{E}$ vektörü bir tek doğrultuda kalmak zorunda değildir. Elektrik alan vektörü sabit büyüklükte ve yayılma doğrultusuna dik bir düzlem içerisinde döner. Bu tür kutuplanmada $\vec{E}$'nin x ve y bileşenleri arasında 90° faz farkı vardır. Bu tip bir polarizatör elde etmek için doğrusal bir polarizatör çeyrek dalga levhası üzerine yatırılıp yapıştırılır. Polarizatörün kolay geçiren ekseni çeyrek dalga levhanın optik ekseniyle 45°'lik açı altında yönelir. Böylece dairesel bir polarizatör elde edilir.

DENEYİN YAPILIŞI VE GÖZÜMLEME:

1) KUTUPLANMA: Laser demetini duvara yönelttik ve ışığı gözlemledik. Demet önüne bir kutuplayıcı koyduk. Duvarda bu defa gözlediğimiz ışık ilkinden daha sönüktü. Daha sonra kutuplayıcı yönüyle oynadık. Şiddette değişme gözlenmedi. Bunun nedeni kuramsal bilgide de bahsettiğimiz gibi rasgele yönelmiş $\vec{E}$ vektörlerinin bileşkelerinin sayısının birbirine eşit olmasıdır. Bu nedenle polarizatörün yönü ne olursa şiddet değeri daima laserin gelen ışınınkinin yarısı olur.

2) SÖNME: Bu defa yukarıdaki deneyde gerçekleştirilen lineer ışın demetinin önüne bir başka kutuplayıcı koyduk. Bunun kutuplanma doğrultusuyla oynayarak duvarda oluşan ışık şiddetini gözlemledik. Bu kutuplayıcının ilkiyle 90°'lik açı yaptığı durumda (Bu açı polarizasyon eksenleri arasındaki açıdır) ışığın tamamı sönüktü. Buradan ilk kutuplayıcı tarafından ışığın doğrusal kutuplandığını anladık. Çünkü bu ışık ışını ikinci kutuplayıcının polarizasyon eksenine dik geldiğinde (90° durumu) tamamı absorbe ediliyordu.

3) ÜÇ-KUTUPLAYICI: İki kutuplayıcının polarizasyon eksenleri dik durumdayken aralarına 3. bir kutuplayıcı koyduk. Bu durumda demet kısmen geçirildi. Kutuplayıcının konumunu (polarizasyon eksen konumu) değiştire-



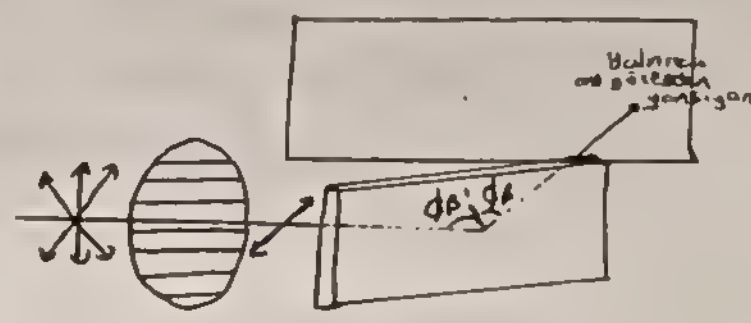
Şekil (F)
(α, x ile yapılan açıdır)

rek max şiddeti gözledik. Bu durum 45°'de oluştu (bkz. şekil F). İlk polarizatörde düzlem kutuplanan ışık ortadakine geldiğinde geliş açısına göre bileşenlerine ayrılacak ve bunun polarizasyon aksisi üzerindeki bileşeni geçirilecektir. Daha sonra bu 3.'ye ulaşacak aynı şekilde bunun polarizasyon polarizasyon aksisi izdüşümündeki bileşeni geçirilecektir. 45°'de her iki bileşen aynı boyutta olduğundan 3.'nün 1.'ye bağımlı yönelişi nasıl olursa olsun şiddet 45°'de max. olacaktır.

Bu bölümde aynı olarak ilk kutuplayıcıya paralel (polarizasyon eksenine) 4. bir kutuplayıcı koyduk ve sonucu gözledik. Nedeni şekilden de görülebileceği gibi 3. ve 4. kutuplayıcının polarizasyon eksenleri dik olacağından 3.'den geçen kutuplanmış ışığın 4.'nün polarizasyon ekseninde bileşeni olmayacaktır.

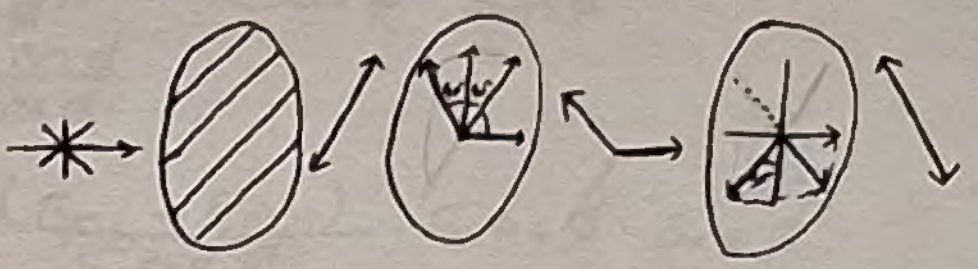
4) BREWSTER KANUNU: Bu bölümde Brewster yasasını inceledik. Bunun için şekil-6'deki gibi bir düzenet kurduk. Kutuplanmış lazer demetini cam levha üzerine düşürdük. Levhanın üzerinde bulunduğu tabla yardımıyla ışığın geliş açısıyla oynayarak yansıyan ışığın kaybolduğu durumu bulduk. Bu açı Brewster açısıydı; değeride 58° olarak bulduk. Işık bu durumda şekildeki gibi kutuplanmış olmalıydı. Çünkü bu durumda ışık gelen ışını ile yüzey normalinin oluşturduğu düzlene paralel olacak ve Brewster açısı altında geldiğinden tamamı kırılarak geçirilecekti. Düzleme dik $\vec{E}$ alan vektörüne sahip ışık ışını olmayacağından gözlemlenen ikinci nokta bu açıda kaybolacaktı. Sonuçta böyle de oldu. Buradan $\tan 58 = 1{,}6 = n$.

şekil-6

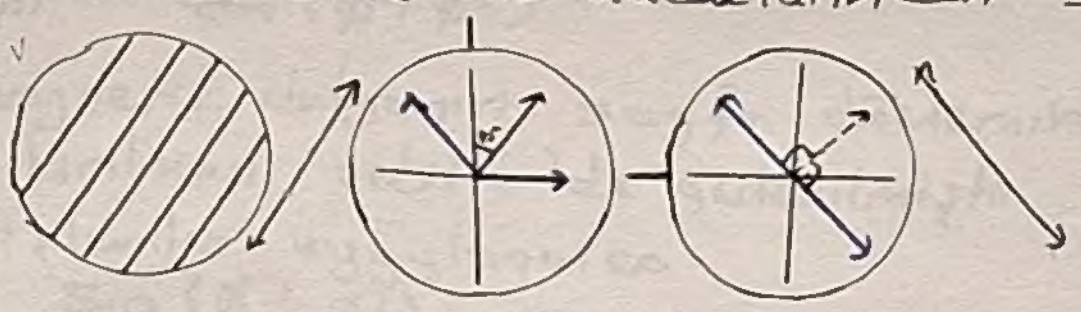


5) YANSIMIŞ IŞIĞIN KUTUPLANMASI: 4. bölümdeki levha Brewster açısındayken lazer önündeki polarizatörü kaldırdık. Bu açı altında duvarda gözlenen noktalardan yansımış ışınların oluşturduğu polarize olmuş olmalıydı. Bunun için polarizatörü bunun önüne koyarak oynadık ve umduğumuz gibi polarizasyon ekseni yere paralelken noktalardan biri kayboldu. Çünkü polarizasyon dikey doğrultudan oluşmuştu. Bir polarizasyon aksisini yatay doğrultuda yerleştirince bunun üzerinde bir bileşen oluşmadığından ışık sönüyor. Geçirilen ışık ise içinde iki tip bileşenden de olduğu için tam olarak kutuplanmamıştı.

6) DAIRESEL KUTUPLANMA: Düzlem kutuplu bir ışık önüne çeyrek dalga levhası koyarak dairesel kutuplu dalga elde ettik. Bu durumda ışık bileşenlerinden biri levha tarafından 90° yavaşlatılıyordu. Aynı tip 2. bir levha daha kullanarak bunun yönelişine göre ∓90°'lik bir faz kayması oluşturmak mümkündü. Bu iki levhanın geciktirme eksenlerinin paralel olması halinde gelen ışık ilk kutuplanma düzlemine diktir. Bunu başka bir polarizatörle gözlemledik. (Bkz. şekil-F). Eğer geciktirme düzlemleri y ekseni boyunca olursa polarize ışığın y eksenindeki izdüşümü 1. levha tarafından 90°'lik faz farkıyla yavaşlatılacaktır. 2. levha tarafından yine aynı şekilde yavaşlatılan bu bileşen sonuçta ilk polarize ışığa dik polarize olmuş bir ışık oluşturacaktır. Eğer ilk polarizatöre paralel bir polarizatör yerleştirirsek ışıkla polarizasyon eksenleri birbirlerine dik olacaklarından sönüm olacaktır.



Şekil-F



Yukarıdaki gibi geciktirme düzlemleri farklı iki levha kullandığımızda sonuç farklı olmadı.

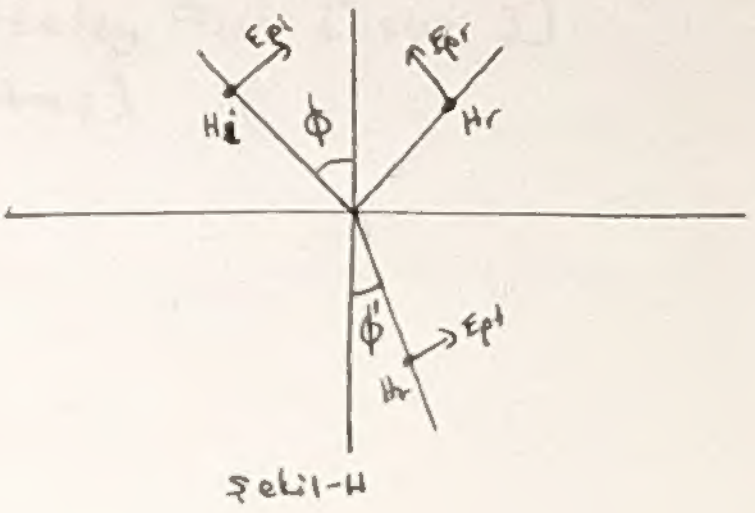
SONUÇ VE YORUM: Bu deneyde polarizasyon olaylarını inceledik. Polarize ışığın davranışını ve dairesel kutuplanan ışığın davranışını gözlemledik. Kutuplanmamış bir ışığı Brewster açısı altında göndererek yansıyan ışığın kutuplanmasını sağlayabileceğimizi gördük. Deneyimizde bu açıyı 58° ve buna bağlı n değerini 1,6 olarak hesapladık. Bu sonuçtaki olası hatanın nedeni geliş açısını farklı okumamızdan kaynaklanmıştır.

EK BİLGİ:

Dielektrik bir ortam için kırılma indisi $D = \varepsilon E = n^2 E$ ile verildiğini hatırlarsak D'nin normal bileşeninin iki ortam arasındaki yüzeyde süreklilik koşulunu yazarsak $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}$ olmak üzere; (bkz şekil H)

$n_1^2 E_{pi} \sin\phi + n_1^2 E_{pr} \cdot \sin\phi = n_2^2 E_{pt} \cdot \sin\phi'$

ya da $(E_{pi} + E_{pr}) \sin\phi = n_{2,1}^2 \cdot E_{pt} \cdot \sin\phi'$



Şekil-H

E'nin teğetsel bileşeni ise;

$E_{pi} \cdot \cos\phi - E_{pr} \cdot \cos\phi = E_{pt} \cdot \cos\phi'$

ya da $(E_{pi} - E_{pr}) \cos\phi = E_{pt} \cdot \cos\phi$ olur. Buradan E_{pt}'yi çekip bir öncekinde yerine koyarsak

$$(E_{pi} + E_{pr}) \sin\phi = n_{2,1}^2 \cdot \frac{(E_{pi} - E_{pr})}{\cos\phi'} \cdot \cos\phi \cdot \sin\phi'$$

Kırılma yasasından $n_{2,1} = \frac{\sin\phi}{\sin\phi'}$

$$(E_{pi} + E_{pr}) \sin\phi = \frac{\sin^2\phi}{\sin^2\phi'} \cdot \frac{(E_{pi} - E_{pr})}{\cos\phi'} \cdot \cos\phi \cdot \sin\phi'$$

$$\frac{(E_{pi} + E_{pr})}{(E_{pi} - E_{pr})} = \frac{\sin\phi \cdot \cos\phi}{\sin\phi' \cdot \cos\phi'} \quad \text{ise;}$$

$$(E_{pi} + E_{pr}) \cdot \sin\phi' \cdot \cos\phi' = (E_{pi} - E_{pr}) \sin\phi \cos\phi$$

$$E_{pi}(\sin\phi\cos\phi - \sin\phi'\cos\phi') = E_{pr}(\sin\phi\cos\phi + \sin\phi'\cos\phi')$$

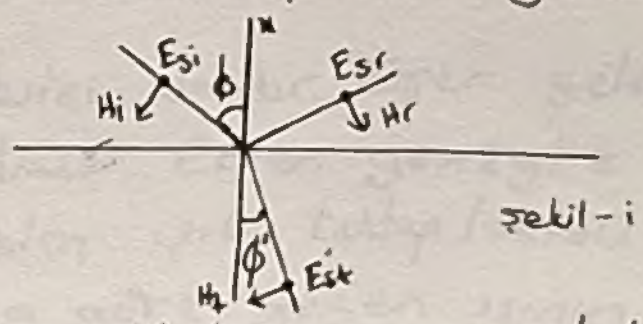
$$\frac{E_{pr}}{E_{pi}} = \frac{\sin\phi\cos\phi - \sin\phi'\cos\phi'}{\sin\phi\cos\phi + \sin\phi'\cos\phi'}$$

$$\frac{E_{pr}}{E_{pi}} = \frac{\tan(\phi - \phi')}{\tan(\phi + \phi')} \qquad (I)$$

Elektromagnetik dalganın sayfa düzlemine dik bileşeninin yansıması ve kırılması şekil-i 'de gösterilmiştir.

Benzer işlemler uygulanınca

$$\frac{E_{sr}}{E_{si}} = -\frac{\sin(\phi + \phi')}{\sin(\phi + \phi')} \quad \text{olur.}$$



şekil-i

Brewster yasası: Denklem I'de yansıma düzlemine paralel $\vec{E}$ alan bileşenlerinin yansıyan paralel bileşene oranını bulmuştuk.

$\phi + \phi' < 90°$ olduğu zaman yansıyan ışığın fazının gelen ışığın fazına göre değişmesi söz konusu değildir

$\phi + \phi > 90°$ olduğu zaman ise yansıyanın fazı π kadar değişecektir.

Kaynaklar: University Physics (Sears, Zemansky, Young)
Physical Optics (R. Wood)
An Introduction to Modern Optics (Ghatak)
Titreşimler ve Dalgalar (Berkeley Fizik Dizisi 3)
Ders Notları (Ahmet Öztaş)

CEVAPLAR

① Kutuplanma kavramının, bağımsız en az iki "polarizasyon doğrultusu" bulunabilen dalgalar için geçerli olduğunu biliyorun. Örnek olarak havada $\hat{z}$ boyunca ilerleyen ses dalgasının sıklığı, genliği ve faz sabiti biliniyorsa, böyle bir dalga için belirlenecek başka bir şey kalmamıştır. Ses dalgaları boyunadır, yani hava moleküllerinin yerdeğişimleri yayılma doğrultusu boyunca olur. Bu nedenle bu dalgaya "dörlem uçaylı (polarize)" olduğunu söylemek yorarsızdır. Çünkü polarizasyon durumu deyimi en azından iki değişik polarizasyon doğrultusu olan dalgaların anlatımı için kullanıyoruz.

Bir katı içindeki ses dalgaları ise durum farklıdır. Çünkü biri boyuna ikisi enine olmak üzere üç uçaylanım durumu olabilir.

② Güneş ışığı yatay bir yüzeyden yansıdığı zaman geliş düzleminin dik olacağı açıktır. Yansıyan ışıkta yatay doğrultudan polarize olmuş ışık ışınlarının baskın olacağı Brewster kanunu incelenirken görülmüştü. Güneş gözlüklerindeki polarizasyon aksisi dikey olarak bulunduğundan baskın olan yatay bileşenler geçmeyecek ve parlaklık büyük oranda azalacaktır

③ Evet. Bir polaroidin polarizasyon aksisi vardır. Eğer gelen ışık kutuplanmamışsa şiddet yarıya düşer. Ekran yönüyle oynanamaz şiddeti değiştirmez. Ama gelen ışık kutuplanmış ise bu durumda aksisle yaptığı açıya göre geçen ışının şiddetinde azalma görülür. Bunun nedenleri kuramsal bilgide ve deney kısmında verildi.

④ Gelen kutuplu ışığın belirli bileşenini 180° faz kaydırmasıyla geciktirecektir. Bunun oluşumu ve sonuçlarını deney kısmında iki çeyrek dalga levhası kullanarak gözlemlemiştik.

Gelen ışın dairesel kutuplu ise zaten bir bileşeni 90°'lik bir farla yavaşlatıldığından eğer yarım dalga levhasının geciktirme ekseni geciken doğrultu ile aynı doğrultudaysa bu 180° daha geciktecek sonuçta 270°'lik faz farkı oluşacaktır. Diğeri (geciktirmemiş eksen) doğrultusundaysa Bu 180° geciktecek Sonuç olarak ∓90°'lik bir faz farkı (her iki durumda) olucaktır.

⑤ Bunun açıklaması kuramsal bilgi ve deney kısmında verilmiştir.

⑥ Tekkenha halinde Brewster açısı altında gelen ışık ışının geliş düzlemine dik bileşenlerinin çoğu yansıtılır. Ama paralel bileşenlerin hiçbiri yansıtılmaz. Geçen ışık ışınlarında paralel ve dik bileşenler vardır. Eğer birçok cam levha kullanırsak her defasında yukarıdaki işlem tekrarlanacağından sonuçta geçen ışıktaki dik bileşenler ayıklanacak ve giden ışıkta paralel bileşenlerden oluşacak şekilde polarize olacaktır. Böylece hem yüzeyden yansıyan hemde geçen ışık düzlem polarize olacaktır. (Tabii polarizasyon ebenleri farklı olacaktır.)

⑦ Bir yarım dalga levhası kullanırsak sağlak kutuplu ışık solak, solak kutuplu ışıktan sağlak kutupluya dönüştürülür.